

VISIT...

LANZAROTE
Caliente.COM

Г. Г. СЛЮСАРЕВ

РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ



**ЛЕНИНГРАД
„МАШИНОСТРОЕНИЕ“
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
1975**

6П5.8

С47

УДК 535.317

Слюсарев Г. Г.

С47 Расчет оптических систем. Л., «Машиностроение» (Ленинград-изд-ние), 1975.

640 с. с ил.

В книге рассмотрены основные методики расчета наиболее распространенных оптических систем: телескопических систем, микроскопов, зеркально-линзовых объективов; изложена методика расчета ряда новых групп оптических систем, появившихся в последнее время: оптических линий задержки, линз Френеля, оптических систем с фазовыми слоями.

Монография является развитием вышедшего в 1969 г. труда автора Слюсарева Г. Г. «Методы расчета оптических систем».

Книга предназначена для инженерно-технических работников оптической промышленности, расчетчиков и конструкторов оптических систем.

С $\frac{31305-299}{038(01)-75}$ 299-75

6П5.8

Рецензент д-р техн. наук В. А. Паков

ПРЕДИСЛОВИЕ

Первое издание книги «Методы расчета оптических систем» вышло в 1937 г. За время, прошедшее после ее опубликования, произошли большие изменения как в средствах вычисления (появились быстродействующие электронные вычислительные машины), так и в количестве групп оптических систем и в требованиях к качеству последних, что обусловило усложнение конструкций.

В 1969 г. была опубликована монография «Методы расчета оптических систем», которая представляет собой переработанную и дополненную теоретическую часть вышедшей в 1937 г. книги. Как и прикладная часть последней, предлагаемый труд посвящен расчету конкретных оптических систем, но отличается расширенным объемом. Значительно дополнены гл. I и II о телескопических системах. В частности, в гл. I подробно рассмотрены все наиболее применяемые конструкции объективов от простых до наиболее сложных и даны перспективы их развития в ближайшем будущем. Большое внимание уделено увеличению поля зрения объективов зрительных труб, рассмотрен ряд приемов, приближающих к этой цели. Добавлена большая глава (гл. IV), посвященная зеркальным и зеркально-линзовым системам, получившим в наше время большое развитие благодаря широкой спектральной области, обслуживаемой ими, и сравнительно малым габаритам по сравнению с линзовыми системами. Эта группа объективов изучена систематически от простейших систем, состоящих из двух сферических зеркал, до сложнейших, содержащих и асферические поверхности, и сложные линзовые элементы.

За промежуток времени, разделяющий издания книги «Методы расчета оптических систем» (1969 г.) и данной монографии, появились в нашей стране две книги, в которых излагаются вопросы расчета двух групп оптических систем: «Оптика спектральных приборов» (И. В. Пейсахсон, «Машиностроение», 1970) и «Микроскопы» (Г. Е. Скворцов, В. А. Панов, Н. И. Поляков и Л. А. Федин, «Машиностроение», 1969). В последней дано большое число расчетов объективов, окуляров, в том числе и зеркально-линзовых. В 1971 г. издательство «Искусство» выпустило книгу Д. С. Волосова «Фотографическая оптика», где рассматриваются теория, основы проектирования и оптические характеристики оптических систем, предназначенных для фотографирования. Это обстоятельство позволило автору сократить гл. III о фото-

графических и проекционных системах, значительно уменьшить гл. V о микроскопах и полностью опустить описание объективов для спектральных приборов.

В настоящей монографии введена новая глава (гл. VI), рассматривающая осветительные системы. Как показала практика последних десятилетий, эти системы получили большое развитие и к ним предъявляется ряд трудно осуществимых требований, в результате чего расчет их по трудности не уступает расчету наиболее сложных оптических систем.

В гл. VII рассматривается несколько новых групп оптических систем, недавно появившихся; среди них оптические линии задержки, фазовые пластинки, находящие применение в голографии, и т. д. В гл. VIII излагаются вопросы вспомогательного характера, например упрощение численных расчетов частотно-контрастных характеристик (ЧКХ), отыскание «отправных» оптических систем в архивах вычислительных отделов, определение с большой точностью значений показателей преломления для любой длины волны в широкой области спектра и т. д.

Большую помощь в собирании и обработке материала оказала В. И. Оркина. Автор выражает ей, а также всем сотрудникам лаборатории и отдела, помогавшим ему советами и замечаниями, глубокую благодарность.

ОБЪЕКТИВЫ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Основное назначение телескопических систем — давать увеличенные (в угловом измерении) изображения далеко расположенных объектов; они используются также для определения направления этих объектов (в таком случае окуляры снабжены сеткой, крестами нитей или другими приспособлениями, совмещающимися с наблюдаемым объектом).

Телескопические системы состоят из двух частей — объектива (в расширенном смысле, т. е. системы, образующей изображение далеких объектов: это может быть простой двухлинзовый объектив, или объектив с оборачивающей системой призм, или комбинации объективов и коллективов, создающих прямое изображение объектов, или сложные системы с переменным увеличением) и окуляра, через который глаз (или иной приемник аналогичного назначения) рассматривает первичное изображение, создаваемое объективом. Окуляр может быть положительным (т. е. заднее фокусное расстояние его положительное) или отрицательным (в противоположном случае).

Как правило, телескопические системы дают большие угловые увеличения, поле зрения объектива значительно меньше поля зрения окуляра и редко превышает несколько градусов; объективы обладают сравнительно большими фокусными расстояниями и средними значениями апертурных углов. Чем больше увеличение, тем меньше угол поля. Это объясняется тем, что угловое поле окуляра меняется в сравнительно узких пределах $50\text{--}70^\circ$ и угол поля объектива определяется формулой

$$\operatorname{tg} \omega_1 = \frac{\operatorname{tg} \omega'}{\gamma} \approx \frac{0.50}{\gamma}.$$

У большинства визуальных оптических систем γ не менее $6\text{--}10$; угол поля объектива не превышает $5\text{--}8^\circ$. При таких углах полевые aberrации (такие, как астигматизм и кривизна поля) малы и исправлению подлежат лишь сферическая aberrация, кома и хроматическая aberrация положения; при значительных фокусных расстояниях дает себя знать остаточная хроматическая aberrация — вторичный спектр.

В противоположность объективам окуляры отличаются большим углом поля зрения, малым фокусным расстоянием, вследствие чего исправлению подлежат главным образом астигматизм, кривизна поля зрения, дисторсия, хроматизм увеличения; сферическая и хроматическая aberrации положения малы и компенсируются.

сируются соответственными аберрациями объектива. У окуляров зрачок выхода находится на сравнительно большом расстоянии от их последней поверхности. В силу перечисленных причин конструкция окуляров значительно отличается от конструкции объективов, вследствие чего целесообразно рассматривать отдельно методику расчета объективов (будет изложена в этой главе) и методику расчета окуляров (будет рассматриваться в гл. II)

1. АБЕРРАЦИИ 3-ГО ПОРЯДКА ОБЪЕКТИВОВ

Как было указано выше, объективы зрительных труб в подавляющем числе случаев обладают малыми углами поля зрения и довольно значительным фокусным расстоянием при небольшой величине поля зрения; исправлению подлежат сферическая аберрация, хроматическая аберрация положения и кома.

Простейшей оптической системой, удовлетворяющей трем условиям исправления сферической аберрации, комы и хроматической аберрации положения, является двухлинзовый склеенный объектив при надлежащем подборе стекол.

Действительно, при заданных марках стекол двухлинзовый склеенный объектив обладает тремя конструктивными элементами, например радиусами, и может удовлетворить трем условиям, одно из которых — условие масштаба, определяющее значение расстояния между объектом и изображением или значение фокусного расстояния, а два других условия относятся к исправлению аберраций.

Двухлинзовые склеенные объективы всегда могут рассматриваться в первом приближении как бесконечно тонкие компоненты, так как влияние толщины линз мало, и им можно пренебречь по крайней мере в первом приближении. Формула в [7, стр. 242] при $n_1 = n' = 1$ принимает вид

$$-2\delta g' = S_I \omega' (\omega'^2 + \Omega'^2) + S_{II} (3\omega'^2 + \Omega'^2) \omega + \\ + (3S_{III} + J^2 S_{IV}) \omega' \omega^2 + S_V \omega^3;$$

$$-2\delta G' = S_I \Omega' (\omega'^2 + \Omega'^2) + 2S_{II} \omega' \Omega' \omega + (S_{III} + J^2 S_{IV}) \Omega' \omega^2.$$

Для бесконечно тонкого компонента при любом положении предмета имеем:

$$S_I = hP; \quad S_{II} = yP - JW;$$

$$S_{III} = \frac{y^2}{h} P - 2J \frac{y}{h} W + J^2 \Phi;$$

$$S_{IV} = \pi = \frac{\Phi_1}{n_1} + \frac{\Phi_2}{n_2}, \quad \text{причем } \Phi_1 + \Phi_2 = 1;$$

$$S_V = \frac{y^3}{h^2} P - 3J \frac{y^2 W}{h^2} + \frac{J^2 y}{h} (3 + \pi) \Phi.$$

Здесь ω' и Ω' — апертурные углы в пространстве изображения;
 ω — угол поля в пространстве предметов;

$$h = \alpha_1 s_1 = \alpha' s'_1 = s'_1, \text{ так как } \alpha' = 1;$$

$$\Phi = \frac{1 - \alpha_1}{h}; J = n' \alpha' l' = (x' - s') \beta',$$

где β' — угол второго параксимального луча с осью в пространстве изображений;

$$y = x \beta_1 = x,$$

при этом β_1 принят равным единице.

Как видно из формулы (III.25) работы [7], величины P и W могут быть выражены линейно через основные параметры P и W , отличающиеся от P и W тем, что $\alpha_1 = 0$, $\alpha' = 1$. Формулы, связывающие P и W с P и W , имеют вид:

$$P = (\alpha' - \alpha)^3 P + 4\alpha (\alpha' - \alpha)^2 W + \alpha (\alpha' - \alpha) [2\alpha (2 + \pi) - \alpha'];$$

$$W = (\alpha' - \alpha)^2 W + \alpha (\alpha' - \alpha) (2 + \pi).$$

В обратном:

$$P = \frac{1}{(\alpha' - \alpha)^3} \{P - 4\alpha W + \alpha (\alpha' - \alpha) [(4 + 2\pi)\alpha + \alpha']\};$$

$$W = \frac{1}{(\alpha' - \alpha)^2} [W - \alpha (\alpha' - \alpha) (2 + \pi)].$$

В наиболее часто встречающемся частном случае, когда предмет на бесконечности, $\alpha_1 = 0$, формулы для сумм упрощаются, особенно, если принять $h_1 = 1$, $F' = 1$; при этом $J = -1$:

$$S_I = P; S_{II} = yP + W; S_{III} = y^2P + 2yW + 1;$$

$$S_{IV} = \pi; S_V = y^3P + 3y^2W + y(3 + \pi).$$

Величина π в двойных склеенных объективах всегда близка к 0,70. Таким образом, все суммы определяются параметрами P и W постоянной величиной π .

Если $y = 0$, т. е. входной зрачок совпадает с объективом, то является довольно обычным, то $S_I = P$; $S_{II} = W$; $S_{III} = 1$; $S_{IV} = \pi$; $S_V = 0$.

Таким образом, исправление третьей и четвертой суммы невозможно. Пятая сумма автоматически равна нулю.

В двухлинзовом объективе величины P и W не являются независимыми и связаны соотношением

$$P = P_0 + p(W - W_0)^2, \text{ причем } p = \frac{4\alpha}{(\alpha + 1)^2};$$

$$\alpha = 1 + 2 \frac{\varphi}{n_s} + 2 \frac{1 - \varphi}{n_s},$$

где φ — оптическая сила первой линзы компонента; величина ρ практически постоянная и равна 0,85. Если заранее заданы марки стекол и условие исправления хроматической аберрации соблюдено, т. е. φ определено, остается только один свободный параметр, например основной параметр P . Однако при возможности среди большого числа марок стекла всегда можно подобрать такую пару, чтобы P и W одновременно имели нужные значения, с точностью, определяемой количеством марок стекла и их характеристиками.

Далее будут приведены формулы, с помощью которых по заданным значениям основных параметров P , W и C могут быть рассчитаны конструктивные элементы двойного склеечного объектива. Для этого разработаны программы, так что эти расчеты могут быть выполнены за несколько секунд, не считая время ожидания.

Хотя такие программы существуют у всех фирм, рассчитывающих и изготавливающих объективы, разработка специальных таблиц для расчета конструктивных элементов и в настоящее время продолжается. А. Микш и И. Вондрич [11] опубликовали таблицы для объективов, исправленных в отношении сферической и хроматической аберраций и комы. В конструкторско-вычислительном отделе ЛОМО под руководством А. А. Дмитриева в последние годы были значительно развиты и усовершенствованы таблицы автора [6]. К сожалению объем таблиц при этом увеличился настолько, что опубликование этих таблиц в настоящей книге невозможно. Использование этих таблиц, по сравнению с применением ЭВМ, обладает тем преимуществом, что еще до начала расчетов имеется возможность сопоставить ожидаемые результаты и выбрать наилучшее решение. В таблицах можно поместить и коэффициенты аберраций высших порядков, в том числе хроматической разности сферических аберраций, что позволяет без промежуточных этапов получить окончательные значения конструктивных элементов. С помощью машин трудно найти пару стекол, позволяющую одновременно получить необходимые значения P , W и C , хотя в принципе это возможно. Этим объясняется продолжающееся соперничество таблиц и специальных программ на ЭВМ. Любопытнее всего, что в настоящее время таблицы составляются с помощью ЭВМ и таким образом являются прежде всего сводкой результатов, полученных на этих машинах.

Ниже будут приведены сокращенные таблицы [6].

2. РАСЧЕТ ДВУХЛИНЗОВЫХ СКЛЕЕЧНЫХ ОБЪЕКТИВОВ

Расчет двухлинзового склеечного объектива, независимо от его назначения, приводится к задаче об определении системы двух бесконечно тонких склеечных линз, обладающей наперед заданными значениями трех величин P , C и W (см. ниже). Эти три величины, комбинированные различным образом, опреде-

ляют все aberrации третьего порядка объектива, все хроматические aberrации в гауссовой области и с большей или меньшей степенью точности некоторые aberrации высших порядков.

При определенных сортах оптического стекла и определении фокусном расстоянии двухлинзовый склеенный объектив полностью определяется двумя параметрами (например, радиусами), позволяющими удовлетворять только двум требованиям; лишь выбором марки стекла можно получить с точностью, зависящей от числа возможных комбинаций, необходимое значение третьей величины.

Приведенные ниже таблицы позволяют определить марки стекол, с помощью которых возможно одновременно получить необходимые значения трех величин P , C и W . В этих таблицах для 142 комбинаций марок оптического стекла даны величины, позволяющие путем простых вычислений определить конструктивные элементы объектива, обладающего заданным значением двух из трех коэффициентов.

Кроме этих основных таблиц и ими приводятся ряд вспомогательных таблиц, позволяющих еще в предварительной стадии расчета учесть влияние основных aberrаций высшего порядка (сферической aberrации 5-го порядка и сферохроматической), а также осуществить переход к разным спектральным областям, и некоторые другие, позволяющие переходить с одних марок стекла на соседние, мало отличающиеся от основных.

Определения и обозначения

Пусть α_k — угол с осью параксиального луча, падающего на объектив параллельно оси до преломления на k -й поверхности; n_k и n_{k+1} — показатели преломления; $\Delta n_k = n_F - n_C$ — средние дисперсии; h_k — высота пересечения луча с k -й поверхностью. За единицу длины примем фокусное расстояние объектива. Полагая $h_1 = 1$, имеем $\alpha_4 = 1$. Объектив предполагаем бесконечно тонким.

Положим, что

$$\left. \begin{aligned} W &= \sum \left(\frac{\alpha' - \alpha}{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}} \right) \left(\frac{\alpha'}{n'} - \frac{\alpha}{n} \right); \\ P &= \sum \left(\frac{\alpha' - \alpha}{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}} \right)^2 \left(\frac{\alpha'}{n'} - \frac{\alpha}{n} \right); \\ C &= \sum \left(\frac{\alpha' - \alpha}{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}} \right) \left(\frac{\Delta n'}{n'} - \frac{\Delta n}{n} \right); \end{aligned} \right\} \quad (I.1)$$

Вводим величины:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= (n-1)(\rho_1 - \rho_2) = \frac{1}{n_2 - n_3} [\alpha_2 n_2 (n_3 - 1) - \alpha_3 n_3 (n_2 - 1)]; \\ Q &= \frac{\alpha_2 - \alpha_3}{n_2 - n_3} n_2 n_3. \end{aligned} \right\} \quad (1.2)$$

Через величины φ и Q можно выразить α_2 и α_3 , а также кривизны ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 трех поверхностей объектива:

$$\alpha_2 = \left(1 - \frac{1}{n_2}\right) Q + \varphi; \quad \alpha_3 = \left(1 - \frac{1}{n_3}\right) Q + \varphi; \quad (1.3)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho_1 &= Q + \frac{n_2}{n_2 - 1} \varphi; \quad \rho_2 = Q + \varphi; \\ \rho_3 &= Q + \frac{n_3}{n_3 - 1} \varphi - \frac{1}{n_3 - 1}. \end{aligned} \right\} \quad (1.4)$$

Величины C , W и P могут также быть выражены через Q и φ , причем

$$\left. \begin{aligned} -C &= \frac{\varphi}{v_1} + \frac{1-\varphi}{v_2}; \quad W = -\frac{a+1}{2} Q + \frac{1-\varphi-b}{3}; \\ P &= aQ^2 + bQ + c, \\ a &= 1 + 2 \frac{\varphi}{n_2} + 2 \frac{1-\varphi}{n_3}; \\ b &= \frac{3}{n_2-1} \varphi^2 - \frac{3}{n_3-1} (1-\varphi)^2 - 2 + 2\varphi; \\ c &= \frac{n_2}{(n_2-1)^2} \varphi^3 + \frac{n_3}{(n_3-1)^2} (1-\varphi)^3 + \frac{n_2}{n_2-1} (1-\varphi)^2; \end{aligned} \right\} \quad (1.5)$$

$v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$ — коэффициент дисперсии.

Величину P удобно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} P &= P_0 + a(Q - Q_0)^2; \quad W = -\frac{a+1}{2}(Q - Q_0) + W_0, \\ \text{где } P_0 &= c - \frac{b^2}{4a}; \quad Q_0 = -\frac{b}{2a}; \quad W_0 = \frac{1-\varphi}{3} - \frac{3-a}{6} Q_0. \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

Исключая $(Q - Q_0)$, можно написать соотношение, связывающее P и W :

$$P = P_0 + p(W - W_0)^2, \quad (1.7)$$

где $p = \frac{4a}{(a+1)^2}$.

Формула (1.7) является основной для метода разделения переменных. Величины P и W_0 практически постоянны, что можно видеть из табл. I.1, рассчитанной для простой бесконечно тонкой

линзы при различных значениях показателя n . В этой таблице приведены также значения P_0 минимального значения P для простой линзы. Эти значения равны значениям P_0 в том случае, когда $n_2 = n_3$.

Из табл. 1.1 видно, что p мало отличается от 0,85, а W_0 — от 0,14. Величину a практически можно считать равной 2,35; величину $\frac{a+1}{2}$, входящую в выражение Q , можно принимать равной 1,67.

Основные таблицы рассчитаны для всех комбинаций оптических стекол, составленных из одного флинта и одного крона списка, приведенного в табл. 1.2.

Таблицы составлены для комбинаций с «кроном впереди» (табл. 1.3 и 1.5) и с «флинтom впереди» (табл. 1.4 и 1.6).

Таблица 1.1

Величины p , W_0 и P_0 как функции от n

n	p	W_0	P_0
1,50	0,840	0,143	2,14
1,55	0,846	0,141	1,83
1,60	0,852	0,139	1,67
1,65	0,858	0,137	1,50
1,70	0,863	0,135	1,36
1,75	0,868	0,133	1,24
2,00	0,889	0,125	0,87

Таблица 1.2

Список марок стекол, для которых составлены основные таблицы

Флинт			Крон		
Марка стекла	n_D	v	Марка стекла	n_D	v
ЛФ2	1,5480	45,9	K2	1,50004	66,0
ЛФ6	1,5793	41,7	K14	1,5147	60,6
Ф1	1,6128	36,9	K8	1,5163	64,0
Ф2	1,6164	36,6	KФ4	1,5481	58,9
Ф13	1,6199	36,3	БК4	1,5302	60,5
Ф4	1,6242	35,9	БК6	1,5399	59,7
БФ12	1,6259	39,1	БК8	1,5467	52,8
ТФ1	1,6475	33,9	ТК1	1,5638	60,8
ТФ2	1,6725	32,2	БК10	1,5688	56,0
ТФ3	1,7172	29,5	ТК2	1,5724	57,5
ТФ4	1,7398	28,2	БФ7	1,5795	55,9
ТФ5	1,7550	27,5	ТК23	1,5891	61,2
			БФ25	1,6079	46,2
			ТК16	1,6126	58,6
			ТК8	1,6140	55,1
			ТК9	1,6171	54,0
			ТК21	1,6577	51,2

Таблица 1.3

Список комбинаций марок стекол (схрон впереди)

№ эле- мент	Комбинация марок стекол
1	TK8Ф2, TK6Ф2, TK9Ф2
2	
3	TK16Ф13, TK8Ф13
4	TK16Ф4, TK9Ф4
5	TK8Ф4
6	
7	
8	TK23Ф1, TK23Ф2, TK23Ф5, TK16ТФ1, K2ТФ5, TK2Ф1
9	TK23ТФ4, TK23ТФ3, TK16БФ12, BK8ТФ5, K8ТФ5, TK23Ф4, K2ТФ4, TK16ТФ4
10	TK1ТФ5, TK16ТФ2, TK16ТФ3, K8ТФ4, BK8ТФ4, TK1ТФ4, TK23ТФ2, TK23ТФ1
11	TK9БФ12, K2ТФ3, BK8ТФ3, TK8ТФ1, TK1ТФ3, BK4ТФ5, TK8ТФ5, TK9ТФ1
12	K8ТФ3, BK6ТФ5, TK2ТФ5, TK8ТФ4, K14ТФ5, TK1ЛФ6, BK4ТФ4, TK2ТФ4, TK9ТФ4, TK8ТФ3, TK9ТФ5, TK8БФ12
13	BK6ТФ4, TK8ТФ2, K14ТФ4, TK9ТФ3, BK8ТФ2, KФ4ТФ5, BK10ТФ5, TK1ТФ2
14	TK9ТФ2, BK4ТФ3, TK2ТФ3, TK1ТФ1, BK10ТФ4, BK6ТФ3, K2ТФ2, KФ4Ф4, BK8ТФ1
15	TK1Ф1, TK23БФ12, БФ7ТФ5, K8ТФ2, K14ТФ3, TK1Ф4, TK1Ф13, TK1Ф2
16	БФ4ТФ4, BK10ЛФ6, TK2ТФ3, BK10ТФ3, BK8Ф4, BK8Ф4, BK8Ф1, BK8Ф2, KФ4ТФ3, K2ТФ1
17	K8ТФ1, TK2Ф1, TK2ТФ1, TK2Ф2, BK4ТФ2, BK6ТФ2, TK2Ф4, TK2Ф13, БФ7ТФ3
18	BK8ЛФ6, BK10ТФ2, K2Ф4
19	K14ТФ2, K8Ф4, K2Ф13, BK6ТФ1, BK4ТФ1, K8Ф13, K2Ф2, K8Ф2, BK10ТФ1, BK10Ф2, K2Ф1, BK6ЛФ2, BK4Ф13
20	K8Ф1, БФ7ТФ2, KФ4ТФ2, BK10Ф1
21	BK10Ф4, BK2ТФ1, BK6Ф4, BK6Ф13, BK4Ф4, BK6Ф2, BK10Ф13, БФ7Ф1, БФ7ТФ2, БФ7Ф2, БФ7Ф13, БФ7Ф1
22	BK4Ф2, BK4Ф1, TK1БФ12, KФ4ТФ1, BK8БФ12, BK6Ф1
23	K14Ф4
24	K14Ф13, K14Ф2, K14Ф1
25	K2БФ12, K8ЛФ6, KФ4Ф4, K2ЛФ6, TK2БФ12, K8БФ12
26	KФ4Ф13, BK6ЛФ6, KФ4Ф2, BK4ЛФ2
27	BK4ЛФ6, K8ЛФ2
28	BK4БФ12, BK6БФ12, K2ЛФ2
29	BK10БФ12
30	
31	БФ7БФ12

Таблица 1.4

Список комбинаций марок стекол («флинт впереди»)

Но- мер	Комбинации марок стекол
1	Ф2ТК8, Ф13ТК9, Ф2ТК16
2	Ф13ТК16
3	Ф13ТК8
4	Ф4ТК9
5	Ф4ТК16, Ф4ТК8, ТФ5ТК1
6	ТФ4К2, ТФ5БК8, ТФ5ТК23
7	ТФ4ТК23, ТФ5К8, ТФ4БК8, Ф1ТК23, ТФ5ТК16, Ф2ТК23, ТФ1ТК16, ТФ4ТК16
8	ТФ4К8, ТФ3ТК23, ЛФ6ТК2, ТФ4ТК1, ТФ3ТК16, Ф4ТК23, БФ12ТК16, ТФ2ТК16, ТФ3К2
9	ТФ5БК4, ТФ5БК6, ТФ4К14, ТФ5ТК8, ТФ2ТК23, ТФ3ТК1, ТФ5К14, ТФ5ТК2
10	ТФ4БК4, ТФ5ТК2, ТФ5ТК9, ТФ4ТК8, ТФ5КФ4, ТФ4ТК2, ТФ4БК6, ТФ1ТК16, ТФ1ТК9, БФ12ТК9
11	ТФ3ТК8, ТФ4ТК2, ТФ5БК10, ТФ3БК8, Ф2ТК8, БФ12ТК8, ТФ3ТК9, ЛФ6ТК1, ТФ2БК8
12	ТФ4КФ4, ТФ3БК4, ТФ3БК6, ТФ4БК10, ТФ3К14, ТФ2ТК1, ТФ2ТК9, ТФ1БК8, ТФ2К2, ТФ3ТК2
13	ТФ2К8, ТФ1ТК1, ТФ3ТК1
14	Ф2ТК1, Ф13ТК1, ТФ3КФ4, ТФ1К2, ТФ2ТК2, БФ12ТК23, Ф4БК8
15	Ф2БК8, ТФ1К8, Ф1ТК1, Ф4ТК1, ТФ2БК4, ЛФ6БК8, ТФ1ТК2, Ф13БФ7, Ф1БК8, ТФ2БК6, Ф13БК8
16	Ф13ТК2, Ф1ТК2, Ф2ТК2, Ф4ТК2
17	ТФ2К14, ТФ2БК10, Ф4К8, Ф13К8, ЛФ6БК8, ТФ1БК6, ТФ1БК4, Ф4К2, Ф13К2
18	ТФ1БК10, ТФ2БФ7, ТФ2КФ4, Ф1К8, Ф1К2, Ф2К8, Ф2К2
19	Ф4БК9, Ф18БК10, ТФ1БФ7, Ф1БК10, Ф4БК10, ТФ1К14, ЛФ2БК6
20	Ф4БК4, Ф13БК6, Ф1БФ7, Ф13БФ7, Ф2БК6, Ф4БФ7, Ф2БФ7, Ф1БК6, Ф2БК4
21	ТФ1КФ4, Ф1БК4, БФ12ТК1, БФ12БК8, Ф2БК10
22	Ф4К14, Ф13К14, Ф2К14
23	Ф1К14, Ф4КФ4, БФ12К2
24	БФ12К8, ЛФ6К8, ЛФ6К2, Ф2КФ4, Ф1КФ4, Ф13КФ4, БФ12ТК2
25	ЛФ6БК6, Ф13БК4
26	ЛФ2К8, ЛФ2БК4, ЛФ6БК4
27	БФ12БК4, БФ12БК6, ЛФ2К2
28	БФ12БК10, БФ12К14
29	ЛФ6К14
30	БФ12БФ7

Таблица 1.5

Величины P_0 , φ_k , Q_0 двухлучевых схемных систем
(«кром. дисперсия»)

Марка стекла	C	ЛФ2 $n_D = 1,5455; \nu = 45,9$			ЛФ6 $n_D = 1,5753; \nu = 41,7$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
K2 $n_D = 1,5004;$ $\nu = 66,0$	-0,0050	-0,29	2,530	-5,97	0,35	2,150	-4,81
	-0,0025	-2,18	2,907	-7,17	-1,02	2,433	-5,71
	0,0	-4,84	3,284	-8,38	-2,93	2,716	-6,62
	0,0025	-8,41	3,661	-9,61	-5,46	2,999	-7,55
K14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	-0,0050	-1,98	3,176	-7,81	-0,96	2,538	-5,90
	-0,0025	-4,77	3,649	-9,29	-2,87	2,872	-6,95
	0,0	-8,63	4,122	-10,78	-5,56	3,206	-8,01
	0,0025	-13,68	4,595	-12,28	-9,09	3,540	-9,09
K8 $n_D = 1,5163;$ $\nu = 64,1$	-0,0050	-0,02	2,714	-6,40	0,31	2,265	-5,06
	-0,0025	-1,56	3,118	-7,65	-0,96	2,564	-6,09
	0,0	-3,68	3,522	-8,90	-2,71	2,862	-6,98
	0,0025	-6,61	3,925	-10,17	-5,00	3,160	-7,87
KФ4 $n_D = 1,5181;$ $\nu = 58,9$	-0,0050	-2,97	3,491	-8,67	-1,52	2,710	-6,37
	-0,0025	-6,31	4,011	-10,28	-3,85	3,067	-7,49
	0,0	-10,92	4,531	-11,90	-6,98	3,424	-8,62
	0,0025	-16,90	5,054	-13,54	-11,05	3,781	-9,76
БК4 $n_D = 1,5302;$ $\nu = 60,5$	-0,0050	-0,09	3,193	-7,64	-0,16	2,547	-5,78
	-0,0025	-1,50	3,668	-9,05	-1,58	2,882	-6,80
	0,0	-3,46	4,144	-10,48	-3,52	3,218	-7,83
	0,0025	-5,99	4,620	-11,92	-6,04	3,563	-8,87
БК6 $n_D = 1,5399;$ $\nu = 59,7$	-0,0050	0,84	3,333	-7,98	0,08	2,626	-5,96
	-0,0025	0,12	3,630	-9,41	-1,21	2,971	-6,99
	0,0	-0,88	4,326	-10,86	-2,88	3,317	-8,03
	0,0025	-2,16	4,622	-12,31	-5,04	3,663	-9,08

Марка стекла	C	ЛФ2 $n_D = 1,5480; \nu = 45,9$			ЛФ6 $n_D = 1,5783; \nu = 41,7$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
BK8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	-0,0050	1,80	2,863	-6,47	0,96	2,356	-5,08
	-0,0025	1,73	3,290	-7,68	0,30	2,666	-5,98
	0,0	1,64	3,716	-8,89	-0,60	2,975	-6,89
	0,0025	1,53	4,142	-10,10	-1,77	3,286	-7,80
TK1 $n_D = 1,5638;$ $\nu = 60,8$	-0,0050	3,32	3,144	-7,05	1,27	2,519	-5,41
	-0,0025	4,33	3,613	-8,31	0,91	2,851	-6,34
	0,0	5,68	4,081	-9,56	0,42	3,183	-7,28
	0,0025	7,51	4,549	-10,81	-0,21	3,515	-8,22
BK10 $n_D = 1,5688;$ $\nu = 56,0$	-0,0050				0,98	3,108	-6,99
	-0,0025				0,50	3,508	-8,13
	0,0				-0,14	3,916	-9,27
	0,0025				-0,95	4,324	-10,42
TK2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	-0,0050				1,41	2,880	-6,34
	-0,0025				1,18	3,260	-7,39
	0,0				0,68	3,639	-8,44
	0,0025				0,51	4,018	-9,49
Марка стекла	C	Ф1 $n_D = 1,6128; \nu = 36,9$			Ф2 $n_D = 1,6164; \nu = 36,6$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
K2 $n_D = 1,5004;$ $\nu = 66,0$	-0,0050	1,03	1,850	-3,88	1,06	1,834	-3,82
	-0,0025	0,19	2,059	-4,54	0,23	2,040	-4,47
	0,0	-0,97	2,268	-5,21	-0,90	2,245	-5,13
	0,0025	-2,48	2,477	-5,89	-2,38	2,450	-5,80
K14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	-0,0050	0,32	2,085	-4,52	0,38	2,063	-4,45
	-0,0025	-0,80	2,321	-5,26	-0,74	2,294	-5,17
	0,0	-2,33	2,557	-6,01	-2,23	2,525	-5,90
	0,0025	-4,33	2,793	-6,76	-4,16	2,756	-6,64

Продолжение табл. 1.5

Марка стекла	C	$\Phi 1$ $n_D = 1,6128; \nu = 36,9$			$\Phi 2$ $n_D = 1,6154; \nu = 36,6$		
		P_0	Φ_k	Q_0	P_0	Φ_k	Q_0
К8 $n_D = 1,5163;$ $\nu = 64,1$	-0,0050	0,92	1,922	-4,02	0,96	1,904	-3,95
	-0,0025	0,11	2,140	-4,70	0,18	2,118	-4,95
	0,0	-1,00	2,357	-5,38	-0,89	2,331	-5,28
	0,0025	-2,44	2,574	-6,07	-2,28	2,544	-5,95
КФ4 $n_D = 1,5181;$ $\nu = 58,9$	-0,0050	0,00	2,183	-4,79	-0,04	2,158	-4,72
	-0,0025	-1,29	2,430	-5,56	-1,23	2,399	-5,48
	0,0	-3,03	2,677	-6,34	-2,92	2,541	-6,25
	0,0025	-5,26	2,924	-7,13	-5,10	2,883	-7,02
БК4 $n_D = 1,5302;$ $\nu = 60,5$	-0,0050	0,58	2,091	-4,43	0,61	2,068	-4,36
	-0,0025	-0,33	2,327	-5,15	-0,29	2,299	-5,07
	0,0	-1,58	2,564	-5,88	-1,49	2,531	-5,78
	0,0025	-3,14	2,801	-6,61	-3,05	2,763	-6,50
БК6 $n_D = 1,5399;$ $\nu = 59,7$	-0,0050	0,59	2,135	-4,52	0,63	2,111	-4,43
	-0,0025	-0,26	2,376	-5,25	-0,21	2,348	-5,14
	0,0	-1,40	2,618	-5,98	-1,32	2,584	-5,86
	0,0025	-2,87	2,860	-6,72	-2,75	2,820	-6,58
БК8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	-0,0050	1,10	1,978	-4,00	1,10	1,958	-3,94
	-0,0025	0,55	2,201	-4,65	0,55	2,178	-4,59
	0,0	-0,20	2,425	-5,32	-0,19	2,397	-5,24
	0,0025	-1,17	2,649	-5,99	-1,15	2,616	-5,89
ТК1 $n_D = 1,5638;$ $\nu = 60,8$	-0,0050	1,10	2,075	-4,18	1,10	2,052	-4,12
	-0,0025	0,64	2,309	-4,85	0,63	2,282	-4,78
	0,0	0,02	2,544	-5,63	0,0	2,512	-5,44
	0,0025	-0,79	2,779	-6,21	-0,81	2,742	-6,11
БК10 $n_D = 1,5688;$ $\nu = 56,0$	-0,0050	0,58	2,391	-5,05	0,57	2,359	-4,96
	-0,0025	-0,13	2,662	-5,83	-0,15	2,623	-5,72
	0,0	-1,76	2,932	-6,61	-1,09	2,887	-6,48
	0,0025	-2,23	3,202	-7,39	-2,28	3,151	-7,25

Марка стекла	C	Φ^1 $n_D = 1,6128; \nu = 36,9$			Φ^2 $n_D = 1,6164; \nu = 36,6$		
		P_0	Ψ_k	Q_0	P_0	Ψ_k	Q_0
TK2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	-0,0050	0,89	2,276	-4,70	0,88	2,248	-4,62
	-0,0025	0,36	2,534	-5,42	0,33	2,499	-5,33
	0,0	-0,34	2,791	-6,15	-0,38	2,751	-6,05
	0,0025	-1,23	3,048	-6,88	-1,30	3,003	-6,77
БФ7 $n_D = 1,5795;$ $\nu = 63,9$	-0,0050	0,49	2,586	-5,55	0,47	2,546	-5,41
	-0,0025	-0,21	2,878	-6,37	-0,24	2,831	-6,22
	0,0	-1,12	3,171	-7,20	-1,16	3,116	-7,03
	0,0025	-2,26	3,464	-8,04	-2,32	3,401	-7,84
TK3 $n_D = 1,5891;$ $\nu = 61,2$	-0,0050	1,41	2,054	-3,98	1,38	2,033	-3,93
	-0,0025	1,21	2,287	-4,62	1,16	2,260	-4,55
	0,0	0,94	2,519	-5,26	0,88	2,488	-5,18
	0,0025	0,50	2,751	-5,90	0,50	2,716	-5,81
БФ25 $n_D = 1,6076;$ $\nu = 46,1$	-0,0050	0,64	4,087	-9,33	0,12	3,965	-8,97
	-0,0025	0,15	4,549	-10,54	-0,60	4,409	-10,20
	0,0	-0,45	5,011	-11,79	-1,49	4,853	-11,40
	0,0025	-1,16	5,473	-13,02	-2,59	5,297	-12,60
TK16 $n_D = 1,6126;$ $\nu = 58,3$	-0,0050	1,62	2,221	-4,31	1,56	2,195	-4,24
	-0,0025	1,62	1,473	-4,97	1,52	2,441	-4,89
	0,0	1,61	2,724	-5,63	1,47	2,687	-5,54
	0,0025	1,61	2,975	-6,29	1,41	2,933	-6,19
TK8 $n_D = 1,6140;$ $\nu = 55,1$	-0,0060	1,65	2,469	-4,95	1,56	2,433	-4,86
	-0,0025	1,67	2,749	-5,63	1,52	2,706	-5,57
	0,0	1,69	3,028	-6,41	1,46	2,978	-6,29
	0,0025	1,72	3,307	-7,15	1,42	3,250	-7,01
TK9 $n_D = 1,6171;$ $\nu = 54,0$	-0,0050	1,75	2,275	-5,21	1,63	2,536	-5,11
	-0,0025	1,82	2,867	-5,98	1,64	2,820	-5,85
	0,0	1,92	3,158	-6,73	1,65	3,104	-6,59
	0,0025	2,04	3,449	-7,49	1,67	3,388	-7,34

Продолжение табл. 1.5

Марка стекла	C	$\Phi 13$ $n_D = 1,6109; \nu = 36,3$			$\Phi 4$ $n_D = 1,6242; \nu = 35,9$		
		P_0	Φ_k	Q_0	P_0	Φ_k	Q_0
K2 $n_D = 1,5004;$ $\nu = 66,0$	-0,0050	1,08	1,819	-3,78	1,13	1,799	-3,72
	-0,0025	0,28	2,020	-4,41	0,35	1,996	-4,34
	0,0	-0,82	2,222	-5,05	-0,72	2,193	-4,97
	0,0025	-2,27	2,424	-5,70	-2,11	2,390	-5,61
K14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	-0,0050	0,42	2,041	-4,38	0,48	2,013	-4,30
	-0,0025	-0,67	2,268	-5,09	-0,56	2,233	-4,99
	0,0	-2,12	2,494	-5,81	-1,95	2,453	-5,69
	0,0025	-3,99	2,720	-6,53	-3,75	2,673	-6,39
K8 $n_D = 1,5163;$ $\nu = 64,1$	-0,0050	0,98	1,887	-3,90	1,01	1,865	-3,84
	-0,0025	0,21	2,097	-4,55	0,26	2,069	-4,48
	0,0	-0,83	2,306	-5,20	-0,76	2,273	-5,12
	0,0025	-2,19	2,515	-5,86	-2,08	2,477	-5,76
KФ4 $n_D = 1,5181;$ $\nu = 58,9$	-0,0050	0,09	2,133	-4,64	0,17	2,101	-4,55
	-0,0025	-1,14	2,370	-5,39	-0,98	2,331	-5,25
	0,0	-2,78	2,606	-6,14	-2,53	2,561	-5,97
	0,0025	-4,89	2,842	-6,89	-4,56	2,791	-6,70
BK4 $n_D = 1,5302;$ $\nu = 60,5$	-0,0050	0,64	2,046	-4,30	0,67	2,018	-4,22
	-0,0025	-0,24	2,273	-4,99	-0,17	2,238	-4,89
	0,0	-1,42	2,500	-5,69	-1,31	2,469	-5,57
	0,0025	-2,94	2,727	-6,39	-2,78	2,680	-6,25
BK6 $n_D = 1,5399;$ $\nu = 59,7$	-0,0050	0,65	2,088	-4,36	0,66	2,058	-4,29
	-0,0025	-0,17	2,319	-5,06	-0,14	2,283	-4,97
	0,0	-1,27	2,551	-5,76	-1,21	2,508	-5,66
	0,0025	-2,68	2,783	-6,47	-2,59	2,733	-6,35
BK8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	-0,0050	1,10	1,940	-3,89	1,12	1,916	-3,82
	-0,0025	0,56	2,155	-4,62	0,56	2,125	-4,44
	0,0	-0,17	2,370	-5,16	-0,14	2,335	-5,06
	0,0025	-1,12	2,585	-5,80	-1,07	2,545	-5,69
TK1 $n_D = 1,5638;$ $\nu = 60,8$	-0,0050	1,09	2,032	-4,06	1,09	2,004	-3,98
	-0,0025	0,62	2,257	-4,71	0,62	2,223	-4,64
	0,0	-0,01	2,482	-5,36	-0,01	2,442	-5,21
	0,0025	-0,82	2,707	-6,01	-0,82	2,661	-5,89

Продолжение табл. 1.5

Марка стекла	C	$\Phi 13$ $n_D = 1,6199; \nu = 36,3$			$\Phi 4$ $n_D = 1,6242; \nu = 35,9$		
		P_0	Φ_k	Q_0	P_0	Φ_k	Q_0
БК10 $n_D = 1,5688;$ $\nu = 56,0$	-0,0050	0,56	2,327	-4,87	0,57	2,286	-4,76
	-0,0025	0,16	2,585	-5,61	-0,15	2,536	-5,48
	0,0	-1,10	2,843	-6,36	-1,07	2,786	-6,20
	0,0025	-2,29	3,101	-7,12	-2,25	3,036	-5,93
ТК2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	-0,0050	0,86	2,220	-4,54	0,86	2,184	-4,45
	-0,0025	0,31	2,466	-5,24	0,31	2,423	-5,13
	0,0	-0,41	2,712	-5,95	-0,41	2,562	-5,81
	0,0025	-1,33	2,958	-6,86	-1,34	2,901	-6,50
БФ7 $n_D = 1,5795;$ $\nu = 53,9$	-0,0050	0,44	2,507	-5,31	0,41	2,457	-5,20
	-0,0025	-0,28	2,786	-6,10	-0,32	2,725	-5,96
	0,0	-1,22	3,063	-6,89	-1,27	2,994	-6,73
	0,0025	-2,40	3,341	-7,68	-2,47	3,263	-7,51
ТК23 $n_D = 1,5891;$ $\nu = 61,2$	-0,0050	1,36	2,012	-3,87	1,34	1,985	-3,60
	-0,0025	1,13	2,235	-4,48	1,10	2,209	-4,39
	0,0	0,82	2,458	-5,10	0,78	2,419	-4,99
	0,0025	0,43	2,681	-5,72	0,36	2,636	-5,50
БФ25 $n_D = 1,6076;$ $\nu = 46,1$	-0,0050	-0,25	3,850	-3,72	-0,58	3,708	-8,31
	-0,0025	-1,16	4,277	-9,87	-1,65	4,114	-9,46
	0,0	-2,28	4,704	-11,03	-2,95	4,520	-10,57
	0,0025	-3,64	5,131	-12,19	-4,54	4,925	-11,68
ТК16 $n_D = 1,6126;$ $\nu = 58,3$	-0,0050	1,51	2,169	-4,17	1,46	2,136	-4,09
	-0,0025	1,41	2,410	-4,80	1,36	2,369	-4,70
	0,0	1,35	2,650	-5,44	1,23	2,603	-5,31
	0,0025	1,24	2,890	-6,08	1,07	2,837	-5,98
ТК8 $n_D = 1,6140;$ $\nu = 55,1$	-0,0050	1,47	2,399	-4,78	1,39	2,356	-4,66
	-0,0025	1,39	2,665	-5,48	1,27	2,612	-5,34
	0,0	1,29	2,931	-6,18	1,11	2,870	-6,03
	0,0025	1,16	3,197	-6,89	0,90	3,128	-6,72
ТК9 $n_D = 1,6171;$ $\nu = 54,0$	-0,0050	1,53	2,497	-5,01	1,43	2,448	-4,87
	-0,0025	1,49	2,774	-5,74	1,32	2,715	-5,58
	0,0	1,48	3,051	-6,47	1,19	2,983	-6,30
	0,0025	1,35	3,328	-7,20	1,03	3,251	-7,02

Продолжение табл. 1.5

Марка стекла	C.	ВФ12 $n_D = 1,6299; \nu = 39,1$			ТФ1 $n_D = 1,6476; \nu = 33,9$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
K2 $n_D = 1,5004;$ $\nu = 66,0$	-0,0050	0,43	1,974	4,26	1,29	1,708	-3,43
	-0,0025	-0,88	2,214	5,04	0,65	1,882	-3,98
	0,0	-2,70	2,454	-5,82	-0,22	2,056	-4,53
	0,0025	-5,10	2,694	-6,61	-1,37	2,230	-5,10
K14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	-0,0050	-0,79	2,268	-5,10	0,77	1,885	-3,90
	-0,0025	-2,69	2,543	-5,97	-0,08	2,078	-4,51
	0,0	-5,28	2,819	-6,86	-1,21	2,270	-5,11
	0,0025	-8,68	3,095	-7,77	-2,67	2,462	-5,72
K8 $n_D = 1,5168;$ $\nu = 64,1$	-0,0050	0,26	2,063	-4,46	1,17	1,762	-3,53
	-0,0025	-1,04	2,313	-5,24	0,55	1,942	-4,09
	0,0	-2,82	2,564	-6,04	-0,30	2,122	-4,65
	0,0025	-5,16	2,815	-6,85	-1,41	2,302	-5,21
КФ4 $n_D = 1,5181;$ $\nu = 58,9$	-0,0050	1,39	2,393	-5,44	0,54	1,957	-4,09
	-0,0025	-3,60	2,684	-5,36	-0,40	2,156	-4,71
	0,0	-6,59	2,975	-7,30	-1,68	2,356	-5,34
	0,0025	-10,47	3,266	-8,25	-3,27	2,556	-5,98
БК4 $n_D = 1,5302;$ $\nu = 60,5$	-0,0050	-0,37	2,274	-4,99	0,88	1,889	-3,83
	-0,0025	-1,94	2,551	-5,65	0,17	2,081	-4,41
	0,0	-4,05	2,827	-6,72	-0,78	2,274	-5,01
	0,0025	-6,80	3,103	-7,59	-2,01	2,467	-5,61
БК6 $n_D = 1,6399;$ $\nu = 59,7$	-0,0050	-0,39	2,331	-5,12	0,86	1,922	-3,89
	-0,0025	-1,90	2,615	-5,98	0,16	2,118	-4,48
	0,0	-3,92	2,898	-6,85	-0,75	2,314	-5,08
	0,0025	-6,54	3,181	-7,74	-1,92	2,510	-5,69
БК8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,3$	-0,0050	0,54	2,132	-4,45	1,22	1,805	-3,49
	-0,0025	-0,41	2,391	-5,22	0,73	1,989	-4,04
	0,0	-1,70	2,630	-6,00	0,08	2,173	-4,59
	0,0025	-3,38	2,869	-6,79	-0,74	2,357	-5,14
TK1 $n_D = 1,5638;$ $\nu = 60,8$	-0,0050	0,51	2,254	-4,70	1,14	1,877	-3,63
	-0,0025	-0,36	2,528	-5,50	0,70	2,068	-4,18
	0,0	-1,52	2,802	-6,30	0,11	2,260	-4,73
	0,0025	-3,04	3,076	-7,11	-0,65	2,452	-5,29

Марка стекла	C	ВФ12 $n_D = 1,6259; \nu = 39,1$			ТФ1 $n_D = 1,6478; \nu = 39,9$		
		P_0	Ψ_k	Q_0	P_0	Ψ_k	Q_0
БК10 $n_D = 1,5688;$ $\nu = 56,0$	-0,0050	-0,66	2,666	-5,86	0,67	2,104	-4,25
	-0,0025	-2,12	2,990	-6,80	0,02	2,319	-4,87
	0,0	-4,06	3,314	-7,75	-0,83	2,534	-5,50
	0,0025	-6,53	3,538	-8,72	-1,91	2,749	-6,13
TK2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	-0,0050	0,00	2,514	-5,39	0,90	2,023	-4,00
	-0,0025	-1,09	2,820	-6,27	0,38	2,230	-4,59
	0,0	-2,53	3,125	-7,16	-0,31	2,436	-5,18
	0,0025	-4,39	3,430	-8,05	-1,18	2,642	-5,78
БФ7 $n_D = 1,5795;$ $\nu = 53,9$	-0,0050	-1,13	2,930	-6,56	0,47	2,238	-4,59
	-0,0025	-2,76	3,286	-7,59	-0,23	2,467	-5,25
	0,0	-4,90	3,642	-8,63	-1,13	2,695	-5,91
	0,0025	-7,62	3,998	-9,67	-2,27	2,923	-6,57
TK23 $n_D = 1,5891;$ $\nu = 61,2$	-0,0050	1,04	2,228	-4,47	1,29	1,862	-3,47
	-0,0025	0,59	2,498	-5,22	1,02	2,052	-3,99
	0,0	-0,02	2,769	-5,97	0,65	2,242	-4,52
	0,0025	-0,80	3,040	-6,73	0,18	2,432	-5,06
БФ25 $n_D = 1,6076;$ $\nu = 46,1$	-0,0050	-6,99	5,298	-12,76	-1,13	3,137	-6,88
	-0,0025	-11,24	5,942	-14,51	-2,42	3,458	-7,76
	0,0	-16,55	6,586	-16,31	-4,00	3,779	-8,66
	0,0025	-23,10	7,229	-18,13	-5,94	4,099	-9,55
TK16 $n_D = 1,6126;$ $\nu = 58,3$	-0,0050	1,28	2,442	-4,90	1,30	1,984	-3,72
	-0,0025	1,07	2,738	-5,69	1,10	2,187	-4,27
	0,0	0,79	3,036	-6,48	0,84	2,389	-4,82
	0,0025	0,43	3,333	-7,28	0,51	2,591	-5,37
TK8 $n_D = 1,6140;$ $\nu = 55,1$	-0,0050	1,10	2,771	-5,77	1,14	2,158	-4,16
	-0,0025	0,80	3,107	-6,66	0,88	2,379	-4,75
	0,0	0,42	3,444	-7,56	0,54	2,599	-5,34
	0,0025	-0,07	3,781	-8,47	0,11	2,819	-5,94
TK9 $n_D = 1,6171;$ $\nu = 54,0$	-0,0050	1,14	2,916	-6,13	1,11	2,232	-4,34
	-0,0025	0,88	3,270	-7,07	0,84	2,459	-4,95
	0,0	0,55	3,624	-8,01	0,49	2,687	-5,56
	0,0025	0,12	3,978	-8,95	0,06	2,915	-6,17

Продолжение табл. 1.5

Марка стекла	C	ТФ2 $n_D = 1,6725; \nu = 32,2$			ТФ3 $n_D = 1,7172; \nu = 29,5$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
K2 $n_D = 1,5004;$ $\nu = 66,0$	-0,0050	1,42	1,639	-3,22	1,61	1,541	-2,91
	-0,0025	0,87	1,796	-3,71	1,19	1,675	-3,33
	0,0	0,12	1,953	-4,21	0,62	1,808	-3,75
	0,0025	-0,85	2,110	-4,71	-0,11	1,941	-4,17
K14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	-0,0050	0,97	1,790	-3,61	1,25	1,662	-3,22
	-0,0025	0,25	1,962	-4,15	0,72	1,805	-3,66
	0,0	-0,70	1,134	-4,69	0,01	1,949	-4,11
	0,0025	-1,93	2,306	-5,24	-0,90	2,093	-4,56
K8 $n_D = 1,5163;$ $\nu = 64,1$	-0,0050	1,29	1,686	-3,80	1,49	1,580	-2,96
	-0,0025	0,75	1,847	-3,79	1,07	1,716	-3,38
	0,0	0,02	2,009	-4,29	0,51	1,853	-3,50
	0,0025	-0,93	2,171	-4,80	-0,22	1,990	-4,23
KФ4 $n_D = 1,5181;$ $\nu = 58,9$	-0,0050	0,78	1,851	-3,77	1,12	1,708	-3,33
	-0,0025	-0,01	2,028	-4,32	0,64	1,855	-3,79
	0,0	-1,07	2,206	-4,88	-0,24	2,003	-4,25
	0,0025	-2,45	2,384	-5,44	-1,23	2,151	-4,71
БК4 $n_D = 1,5302;$ $\nu = 60,5$	-0,0050	1,03	1,794	-3,55	1,26	1,664	-3,16
	-0,0025	0,41	1,966	-4,07	0,79	1,808	-3,59
	0,0	-0,41	2,133	-4,60	0,17	1,952	-4,03
	0,0025	-1,46	2,310	-5,13	-0,63	2,096	-4,47
БК6 $n_D = 1,5399;$ $\nu = 59,7$	-0,0050	0,99	1,821	-3,59	1,21	1,685	-3,18
	-0,0025	0,39	1,996	-4,12	0,74	1,831	-3,62
	0,0	-0,41	2,171	-4,65	0,13	1,977	-4,06
	0,0025	-1,42	2,346	-5,18	-0,64	2,123	-4,50
БК8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	-0,0050	1,27	1,722	-3,26	1,41	1,608	-2,92
	-0,0025	0,84	1,887	-3,74	1,06	1,747	-3,33
	0,0	0,26	2,052	-4,23	0,59	1,686	-3,74
	0,0025	-0,48	2,217	-4,73	0,00	2,025	-4,16
ТК1 $n_D = 1,5638;$ $\nu = 60,8$	-0,0050	1,19	1,784	-3,88	1,30	1,656	-3,00
	-0,0025	0,78	1,955	-3,86	0,96	1,799	-3,41
	0,0	0,23	2,126	-4,35	0,52	1,942	-3,82
	0,0025	-0,47	2,297	-4,85	-0,06	2,085	-4,24

Продолжение табл. 1.5

Марка стекла	C	ТФ2 $n_D = 1,6726; \nu = 32,2$			ТФ8 $n_D = 1,7172; \nu = 29,5$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
БК10 $n_D = 1,5688;$ $\nu = 56,0$	-0,0050	0,77	1,974	-3,88	0,98	1,801	-3,39
	-0,0025	0,17	2,184	-4,43	0,50	1,957	-3,84
	0,0	-0,60	2,353	-4,98	-0,12	2,113	-4,29
	0,0025	-1,57	2,542	-5,54	-0,88	2,269	-4,75
ТК2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	-0,0050	0,96	1,907	-3,68	1,11	1,751	-3,23
	-0,0025	0,47	2,090	-4,20	0,71	1,903	-3,67
	0,0	-0,17	2,273	-4,73	0,18	2,054	-4,10
	0,0025	-0,93	2,456	-5,26	-0,48	2,205	-4,54
БФ7 $n_D = 1,5795;$ $\nu = 53,9$	-0,0050	0,56	2,084	-4,16	0,79	1,863	-3,59
	-0,0025	-0,08	2,084	-4,73	0,27	2,046	-4,06
	0,0	-0,92	2,484	-5,31	-0,39	2,209	-4,53
	0,0025	-1,97	2,684	-5,90	-1,22	2,372	-5,00
ТК23 $n_D = 1,5891;$ $\nu = 61,2$	-0,0050	1,28	1,770	-3,22	1,33	1,646	-2,88
	-0,0025	1,00	1,940	-3,69	1,07	1,789	-3,27
	0,0	0,63	2,110	-4,17	0,73	1,931	-3,67
	0,0025	0,15	2,260	-4,65	0,30	2,073	-4,07
БФ25 $n_D = 1,6076;$ $\nu = 46,1$	-0,0050	-1,17	2,783	-5,92	-0,47	2,367	-4,79
	-0,0025	-2,28	3,050	-6,67	-1,42	2,572	-5,38
	0,0	-2,78	3,316	-7,42	-2,58	2,777	-5,95
	0,0025	-5,64	3,584	-8,19	-4,00	2,982	-6,54
ТК16 $n_D = 1,6126;$ $\nu = 58,3$	-0,0050	1,22	1,874	-3,42	1,23	1,725	-3,01
	-0,0025	0,98	2,054	-3,90	0,99	1,875	-3,41
	0,0	0,87	2,234	-4,38	0,67	2,024	-3,82
	0,0025	0,27	2,414	-4,87	0,27	2,173	-4,23

Марка стекла	C	ТФ2 $n_D = 1,6725; \nu = 32,2$			ТФ3 $n_D = 1,7172; \nu = 29,6$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
TK8 $n_D = 1,6140;$ $\nu = 55,1$	-0,0050	1,05	2,019	-3,79	1,06	1,835	-3,30
	-0,0025	0,73	2,212	-4,31	0,75	1,993	-3,73
	0,0	0,32	2,406	-4,84	0,35	2,152	-4,17
	0,0025	-0,19	2,600	-5,37	-0,15	2,311	-4,61
TK9 $n_D = 1,6171;$ $\nu = 54,0$	-0,0050	0,99	2,078	-3,94	1,00	1,879	-3,41
	-0,0025	0,66	2,278	-4,48	0,67	2,041	-3,85
	0,0	0,23	2,477	-5,02	0,25	2,204	-4,29
	0,0025	-0,31	2,676	-5,56	-0,28	2,367	-4,74
TK21 $n_D = 1,6577;$ $\nu = 51,2$	-0,0050	1,26	2,261	-4,22	1,01	2,011	-3,60
	-0,0025	1,15	2,478	-4,77	0,78	2,185	-4,05
	0,0	1,01	2,695	-5,33	0,49	2,359	-4,50
	0,0025	0,84	2,912	-5,88	0,13	2,533	-4,96
Марка стекла	C	ТФ4 $n_D = 1,7398; \nu = 28,2$			ТФ5 $n_D = 1,7550; \nu = 27,5$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
K2 $n_D = 1,5004;$ $\nu = 66,0$	-0,0050	1,69	1,600	-2,78	1,73	1,478	-2,71
	-0,0025	1,33	1,623	-3,16	1,40	1,596	-3,07
	0,0	0,84	1,746	-3,55	0,95	1,714	-3,44
	0,0025	0,20	1,869	-3,94	0,36	1,832	-3,82
K14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	-0,0050	1,39	1,606	-3,04	1,44	1,579	-2,96
	-0,0025	0,93	1,738	-3,45	1,02	1,705	-3,35
	0,0	0,32	1,870	-3,86	0,46	1,831	-3,74
	0,0025	-0,45	2,002	-4,27	-0,26	1,957	-4,13
K8 $n_D = 1,5163;$ $\nu = 64,1$	-0,0050	1,57	1,534	-2,83	1,61	1,510	-2,75
	-0,0025	1,21	1,660	-3,21	1,28	1,631	-3,12
	0,0	0,72	1,786	-3,50	0,83	1,751	-3,49
	0,0025	0,10	1,912	-3,99	0,24	1,871	-3,86

Продолжение табл. I.5

Марка стекла	C	ТФ4 $n_D = 1,7398; \nu = 28,2$			ТФ5 $n_D = 1,7550; \nu = 27,5$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
КФ4 $n_D = 1,5181;$ $\nu = 58,9$	-0,0050	1,27	1,648	-3,15	1,33	1,618	-3,06
	-0,0025	0,76	1,784	-3,56	0,87	1,747	-3,46
	0,0	0,10	1,919	-3,98	0,26	1,876	-3,86
	0,0025	-0,73	2,054	-4,41	-0,51	2,005	-4,26
БК4 $n_D = 1,5302;$ $\nu = 60,5$	-0,0050	1,37	1,609	-2,99	1,42	1,581	-2,90
	-0,0025	0,96	1,741	-3,39	1,04	1,707	-3,28
	0,0	0,42	1,873	-3,79	0,54	1,833	-3,66
	0,0025	-0,27	2,005	-4,19	-0,10	1,959	-4,05
БК6 $n_D = 1,5399;$ $\nu = 59,7$	-0,0050	1,31	1,628	-3,01	1,36	1,599	-2,93
	-0,0025	0,91	1,761	-3,41	0,99	1,727	-3,31
	0,0	0,38	1,895	-3,81	0,50	1,854	-3,69
	0,0025	-0,29	2,029	-4,22	-0,13	1,981	-4,07
БК8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	-0,0050	1,47	1,559	-2,78	1,50	1,534	-2,70
	-0,0025	1,16	1,687	-3,15	1,21	1,657	-3,06
	0,0	0,75	1,815	-3,53	0,83	1,779	-3,42
	0,0025	0,23	1,943	-3,91	0,35	1,901	-3,79
ТК1 $n_D = 1,5638;$ $\nu = 60,8$	-0,0050	1,37	1,602	-2,64	1,40	1,575	-2,76
	-0,0025	1,07	1,734	-3,22	1,12	1,700	-3,12
	0,0	0,67	1,865	-3,60	0,74	1,826	-3,48
	0,0025	0,16	1,996	-3,98	0,26	1,952	-3,85
БК10 $n_D = 1,5688;$ $\nu = 55,0$	-0,0050	1,08	1,730	-3,19	1,13	1,695	-3,09
	-0,0025	0,67	1,872	-3,60	0,75	1,830	-3,48
	0,0	0,14	2,014	-4,01	0,25	1,965	-3,87
	0,0025	-0,53	2,156	-4,42	-0,37	2,100	-4,26
ТК2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	-0,0050	1,19	1,685	-3,05	1,23	1,653	-2,95
	-0,0025	0,84	1,824	-3,44	0,90	1,785	-3,33
	0,0	0,38	1,962	-3,84	0,47	1,917	-3,71
	0,0025	-0,19	2,100	-4,24	-0,08	2,049	-4,09

Продолжение табл. 1.5

Марка стекла.	C	ТФ4 $n_D = 1,7896; \nu = 28,2$			ТФ5 $n_D = 1,7650; \nu = 27,5$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
БФ7 $n_D = 1,5795;$ $\nu = 53,9$	-0,0050	0,92	1,801	-3,36	0,97	1,760	-3,24
	-0,0025	0,46	1,949	-3,78	0,56	1,901	-3,64
	0,0	-0,12	2,097	-4,21	0,02	2,041	-4,05
	0,0025	-0,83	2,245	-4,64	-0,66	2,181	-4,46
ТК23 $n_D = 1,5891;$ $\nu = 61,2$	-0,0050	1,37	1,593	-2,73	1,38	1,568	-2,66
	-0,0025	1,13	1,724	-3,09	1,16	1,691	-3,00
	0,0	0,82	1,855	-3,46	0,87	1,816	-3,35
	0,0025	0,43	1,986	-3,63	0,50	1,941	-3,70
БФ25 $n_D = 1,6076;$ $\nu = 46,1$	-0,0050	-0,17	2,212	-4,38	-0,02	2,138	-4,16
	-0,0025	-0,96	2,394	-4,88	-0,75	2,308	-4,65
	0,0	-1,94	2,575	-5,40	-1,65	2,478	-5,15
	0,0025	-3,13	2,757	-5,92	-2,75	2,649	-5,62
ТК16 $n_D = 1,6126;$ $\nu = 58,3$	-0,0050	1,26	1,664	-2,85	1,27	1,633	-2,76
	-0,0025	1,03	1,800	-3,22	1,05	1,763	-3,11
	0,0	0,74	1,937	-3,59	0,77	1,893	-3,47
	0,0025	0,37	2,074	-3,97	0,42	2,023	-3,83
ТК8 $n_D = 1,6140;$ $\nu = 65,1$	-0,0050	1,11	1,759	-3,10	1,13	1,722	-3,00
	-0,0025	0,82	1,904	-3,49	0,86	1,859	-3,37
	0,0	0,45	2,048	-3,88	0,51	1,996	-4,74
	0,0025	0,00	2,192	-4,28	0,07	2,133	-4,12
ТК9 $n_D = 1,5171;$ $\nu = 54,0$	-0,0050	1,05	1,798	-3,19	1,07	1,758	-3,09
	-0,0025	0,75	1,945	-3,59	0,78	1,898	-3,47
	0,0	0,36	2,093	-4,00	0,41	2,038	-3,85
	0,0025	-0,13	2,241	-4,40	-0,05	2,178	-4,23
ТК21 $n_D = 1,6577;$ $\nu = 51,2$	-0,0050	1,00	1,912	-3,35	1,00	1,863	-3,22
	-0,0025	0,77	2,069	-3,76	0,76	2,012	-3,61
	0,0	0,47	2,226	-4,16	0,47	2,160	-4,00
	0,0025	0,11	2,383	-4,58	0,10	2,308	-4,38

Т а б л и ц а 1.6

Величины P_0 , φ_k , Q_0 двухлинзовых классических систем
(«флинт впереди»)

Марка стекла	C	ЛФ2 $n_D = 1,6480$; $v = 45,9$			ЛФ6 $n_D = 1,5783$; $v = 41,7$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
K2 $n_D = 1,5004$; $v = 66,0$	-0,0050	-0,07	2,530	6,39	0,57	2,150	5,22
	-0,0025	-1,86	2,907	7,58	-0,71	2,433	6,12
	0,0	-4,41	3,294	8,79	-2,50	2,716	7,13
	0,0025	-7,85	3,661	10,01	-4,89	2,999	7,95
K14 $n_D = 1,5147$; $v = 60,6$	-0,0050	-1,72	3,176	8,23	-0,60	2,538	6,32
	-0,0025	-4,41	3,649	9,70	-2,47	2,872	7,86
	0,0	-8,12	4,122	11,19	-5,04	3,206	8,42
	0,0025	-13,03	4,595	12,69	-8,31	3,540	9,50
K8 $n_D = 1,5163$; $v = 64,1$	-0,0050	0,15	2,724	6,83	0,52	2,272	5,48
	-0,0025	-1,33	3,130	8,07	-0,68	3,571	6,41
	0,0	-3,36	3,536	9,32	-2,32	2,870	7,34
	0,0025	-6,09	3,942	10,59	-4,51	3,169	8,28
KФ4 $n_D = 1,5181$; $v = 58,9$	-0,0050	-2,68	3,470	9,09	-1,21	2,699	6,78
	-0,0025	-5,90	3,987	10,69	-3,41	3,055	7,91
	0,0	-10,37	4,504	12,31	-6,40	3,410	9,04
	0,0025	-16,19	5,021	13,95	-10,30	3,765	10,17
BK4 $n_D = 1,5302$; $v = 60,5$	-0,0050	0,04	3,193	8,07	0,85	2,547	6,20
	-0,0025	-1,31	3,668	9,48	-1,29	2,883	7,22
	0,0	-3,22	4,144	10,91	-3,13	3,218	8,25
	0,0025	-5,66	4,620	12,34	-5,55	3,553	9,26
BK6 $n_D = 1,5399$; $v = 59,7$	-0,0050	0,91	3,352	8,39	0,21	2,636	6,38
	-0,0025	0,21	3,851	9,84	-0,97	2,983	7,41
	0,0	-0,76	4,350	11,29	-2,56	3,330	8,45
	0,0025	-2,00	4,849	12,74	-4,63	3,677	9,50

Марка стекла	C	ЛФ2 $n_D = 1,5480; \nu = 45,9$			ЛФ6 $n_D = 1,5783; \nu = 41,7$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
БК8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	-0,0050	1,80	2,863	6,91	1,06	2,356	5,51
	-0,0025	1,74	3,290	8,12	0,44	2,666	6,41
	0,0	1,66	3,716	9,33	-0,40	2,976	7,32
	0,0025	1,55	4,142	10,53	-1,51	3,286	8,23
ТК1 $n_D = 1,5638;$ $\nu = 60,8$	-0,0050	3,22	3,144	7,49	1,33	2,519	5,84
	-0,0025	4,19	3,613	8,75	0,99	2,851	6,78
	0,0	5,49	4,081	10,01	0,52	3,183	7,72
	0,0025	7,26	4,549	11,26	-0,08	3,515	8,66
БК10 $n_D = 1,5688;$ $\nu = 56,0$	-0,0050				1,05	3,108	7,42
	-0,0025				0,59	3,508	8,56
	0,0				-0,03	3,916	9,71
	0,0025				-0,82	4,324	10,86
ТК2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	-0,0050				1,44	2,880	6,77
	-0,0025				1,22	3,260	7,82
	0,0				0,94	3,539	8,68
	0,0025				0,58	4,018	9,93
Марка стекла	C	Ф1 $n_D = 1,6128; \nu = 35,9$			Ф2 $n_D = 1,6164; \nu = 36,6$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
К2 $n_D = 1,5004;$ $\nu = 66,0$	-0,0050	1,23	1,850	4,29	1,26	1,834	4,24
	-0,0025	0,47	2,069	4,95	0,52	2,040	4,89
	0,0	-0,59	2,268	5,62	-0,52	2,245	5,54
	0,0025	-2,00	2,477	6,29	-1,89	2,450	6,20
К14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	-0,0050	0,58	2,085	4,93	0,62	2,063	4,87
	-0,0025	-0,46	2,321	5,67	-0,39	2,294	5,59
	0,0	-1,89	2,567	6,42	-1,78	2,525	6,32
	0,0025	-3,75	2,793	7,17	-3,58	2,756	7,05

Продолжение табл. I.6

Марка стекла	C	$\Phi 1$ $n_D = 1,6128; \nu = 36,9$			$\Phi 2$ $n_D = 1,6164; \nu = 36,6$		
		P_0	Ψ_k	Q_0	P_0	Ψ_k	Q_0
К8 $n_D = 1,5163;$ $\nu = 64,1$	-0,0050	1,13	1,922	4,44	1,15	1,904	4,37
	-0,0025	0,40	2,140	5,12	0,44	2,118	5,03
	0,0	-0,62	2,357	5,80	-0,54	2,331	5,69
	0,0025	-1,96	2,574	6,48	-1,83	2,544	6,36
КФ4 $n_D = 1,5181;$ $\nu = 58,9$	-0,0050	0,27	2,183	5,20	0,31	2,158	5,14
	-0,0025	-0,88	2,430	5,98	0,85	2,399	5,90
	0,0	-2,51	2,677	6,76	-2,43	2,641	6,66
	0,0025	-4,63	2,924	7,54	-4,48	2,883	7,42
БК4 $n_D = 1,5302;$ $\nu = 60,5$	-0,0050	0,78	2,091	4,85	0,81	2,058	4,78
	-0,0025	-0,05	2,327	5,57	-0,01	2,299	5,49
	0,0	-1,19	2,554	6,29	-1,12	2,531	6,20
	0,0025	-2,68	2,801	7,02	-2,58	2,763	6,92
БК6 $n_D = 1,6399;$ $\nu = 59,7$	-0,0050	0,78	2,135	4,94	0,82	2,111	4,85
	-0,0025	-0,01	2,376	5,67	0,05	2,348	5,56
	0,0	-1,07	2,618	6,40	-0,98	2,584	6,27
	0,0025	-2,45	2,860	7,13	-2,32	2,820	6,99
БК8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	-0,0050	1,23	1,978	4,42	1,23	1,958	4,37
	-0,0025	0,73	2,201	5,08	0,74	2,178	5,01
	0,0	0,04	2,425	5,74	0,05	2,397	5,66
	0,0025	-0,86	2,649	6,40	-0,84	2,616	6,31
ТК1 $n_D = 1,5638;$ $\nu = 60,8$	-0,0050	1,21	2,075	4,61	1,21	2,052	4,55
	-0,0025	0,79	2,309	5,28	0,78	2,282	5,21
	0,0	0,21	2,544	5,95	0,20	2,512	5,87
	0,0025	-0,54	2,779	6,63	-0,56	2,742	6,54

Продолжение табл. 1.6

Марка стекла	C	$\Phi 1$ $n_D = 1,6128; \nu = 36,9$			$\Phi 2$ $n_D = 1,6164; \nu = 36,9$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
БК10 $n_D = 1,5688;$ $\nu = 56,0$	-0,0050	0,72	2,391	5,48	0,72	2,359	5,39
	-0,0025	0,07	2,662	6,25	0,05	2,623	6,15
	0,0	-0,80	2,932	7,03	-0,82	2,887	6,91
	0,0025	-1,92	3,202	7,81	-1,95	3,151	7,63
TK2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	-0,0050	1,01	2,276	5,13	1,00	2,245	5,05
	-0,0025	0,52	2,534	5,86	0,50	2,499	5,76
	0,0	-0,14	2,791	6,59	-0,17	2,751	6,48
	0,0025	-0,98	3,048	7,33	-1,03	3,003	7,20
БФ7 $n_D = 1,5795;$ $\nu = 53,9$	-0,0050	0,63	2,588	5,98	0,61	2,546	5,85
	-0,0025	-0,01	2,878	6,81	-0,05	2,831	6,65
	0,0	-0,39	3,171	7,64	-0,92	3,116	7,46
	0,0025	-1,99	3,464	8,47	-2,02	3,401	8,27
TK23 $n_D = 1,5891;$ $\nu = 61,2$	-0,0050	1,46	2,054	4,44	1,43	2,033	4,37
	-0,0025	1,28	2,287	5,07	1,24	2,260	4,99
	0,0	1,03	2,519	5,70	0,97	2,488	5,62
	0,0025	0,71	2,751	6,33	0,63	2,716	6,25
БФ25 $n_D = 1,6076;$ $\nu = 46,1$	-0,0050	0,70	4,081	9,74	0,21	3,965	9,45
	-0,0025	0,23	4,549	10,98	-0,48	4,409	10,64
	0,0	-0,34	5,011	12,22	-1,34	4,853	11,84
	0,0025	-1,04	5,473	13,46	-2,40	5,297	13,04
TK16 $n_D = 1,6126;$ $\nu = 56,8$	-0,0050	1,62	2,221	4,75	1,57	2,195	4,69
	-0,0025	1,62	2,473	5,40	1,54	2,441	5,34
	0,0	1,61	2,724	6,05	1,49	2,687	5,99
	0,0025	1,61	2,975	6,73	1,43	2,933	6,64
TK8 $n_D = 1,6140;$ $\nu = 55,1$	-0,0050	1,64	2,469	5,40	1,56	2,433	5,30
	-0,0125	1,66	2,749	6,13	1,53	2,706	6,02
	0,0	1,69	3,028	6,86	1,49	2,978	6,74
	0,0025	1,71	3,307	7,60	1,44	3,250	7,46
TK9 $n_D = 1,6171;$ $\nu = 54,0$	-0,0050	1,73	2,875	5,66	1,62	2,536	5,56
	-0,0025	1,80	2,867	6,41	1,64	2,820	6,30
	0,0	1,89	3,158	7,17	1,65	3,104	7,04
	0,0025	2,01	3,449	7,93	1,66	3,388	7,79

Продолжение табл. 1.6

Марка стекла	C	$\Phi 13$ $n_D = 1,6199; \nu = 36,3$			$\Phi 4$ $n_D = 1,6242; \nu = 35,9$		
		P_0	Ψ_k	Q_0	P_0	Ψ_k	Q_0
K2 $n_D = 1,5004;$ $\nu = 66,0$	-0,0050	1,28	1,819	4,19	1,32	1,799	4,13
	-0,0025	0,57	2,020	4,83	0,63	1,996	4,75
	0,0	-0,44	2,222	5,47	-0,34	2,193	5,38
	0,0025	-1,78	2,424	6,12	-1,60	2,890	6,01
K14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	-0,0050	0,67	2,041	4,80	0,73	2,013	4,71
	-0,0025	-0,32	2,268	5,51	-0,21	2,233	5,40
	0,0	-1,67	2,494	6,22	-1,50	2,453	6,09
	0,0025	-3,42	2,720	6,94	-3,18	2,673	6,79
K8 $n_D = 1,5163;$ $\nu = 64,1$	-0,0050	1,18	1,887	4,32	1,20	1,865	4,26
	-0,0025	0,48	2,097	4,97	0,52	2,069	4,89
	0,0	-0,48	2,306	5,62	-0,41	2,273	5,53
	0,0025	-1,74	2,515	6,27	-1,63	2,477	6,17
KΦ4 $n_D = 1,5181;$ $\nu = 63,9$	-0,0050	0,37	2,133	5,06	0,46	2,101	4,95
	-0,0025	-0,77	2,370	5,80	-0,61	2,331	5,67
	0,0	-2,30	2,606	6,55	-2,05	2,561	6,39
	0,0025	-4,27	2,842	7,30	-3,95	2,791	7,12
BK4 $n_D = 1,5302;$ $\nu = 60,5$	-0,0060	0,84	2,046	4,72	0,88	2,018	4,83
	-0,0025	0,04	2,273	5,41	0,11	2,238	5,30
	0,0	-1,05	2,500	6,10	-0,94	2,459	5,98
	0,0025	-2,47	2,727	6,80	-2,31	2,660	6,66
BK6 $n_D = 1,5399;$ $\nu = 59,7$	-0,0050	0,84	2,088	4,79	0,86	2,058	4,72
	-0,0025	0,09	2,319	5,48	0,13	2,283	5,39
	0,0	-0,93	2,551	6,18	-0,87	2,508	6,07
	0,0025	-2,24	2,733	6,88	-2,16	2,733	6,76
BK8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	-0,0050	1,24	1,940	4,31	1,26	1,916	4,24
	-0,0025	0,75	2,155	4,94	0,78	2,125	4,86
	0,0	0,08	2,370	5,58	0,12	2,335	5,48
	0,0025	-0,80	2,585	6,22	-0,75	2,545	6,11
TK1 $n_D = 1,5638;$ $\nu = 60,8$	-0,0050	1,21	2,032	4,49	1,21	2,004	4,41
	-0,0025	0,78	2,257	5,14	0,79	2,223	5,04
	0,0	0,20	2,482	5,79	0,21	2,442	5,67
	0,0025	-0,56	2,707	6,44	-0,54	2,661	6,31

Марка стекла	C	$\Phi 13$ $n_D = 1,6199; \nu = 35,3$			$\Phi 4$ $n_D = 1,6242; \nu = 35,9$		
		P_0	Ψ_k	Q_0	P_0	Ψ_k	Q_0
БК10 $n_D = 1,5688;$ $\nu = 56,0$	-0,0050	0,72	2,327	5,30	0,73	2,286	5,19
	-0,0025	0,05	2,585	6,04	0,08	2,536	5,90
	0,0	-0,83	2,843	6,79	-0,79	2,786	6,62
	0,0025	-1,95	3,101	7,54	-1,90	3,036	7,35
ТК2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	-0,0050	0,99	2,220	4,98	0,99	2,184	4,88
	-0,0025	0,49	2,466	5,68	0,49	2,423	5,56
	0,0	-0,19	2,712	6,38	-0,18	2,662	6,24
	0,0025	-1,06	2,958	7,08	-1,05	2,901	6,93
БФ7 $n_D = 1,5795;$ $\nu = 53,9$	-0,0050	0,59	2,507	5,74	0,57	2,457	5,63
	-0,0025	-0,08	2,785	6,53	-0,11	2,725	6,39
	0,0	-0,96	3,063	7,32	-1,01	2,994	7,16
	0,0025	-2,08	3,341	8,11	-2,14	3,263	7,94
ТК23 $n_D = 1,5391;$ $\nu = 61,2$	-0,0050	1,42	2,012	4,31	1,40	1,985	4,24
	-0,0025	1,21	2,235	4,92	1,18	2,202	4,83
	0,0	0,93	2,458	5,53	0,89	2,419	5,43
	0,0025	0,57	2,631	6,15	0,51	2,636	6,03
БФ25 $n_D = 1,6076;$ $\nu = 46,1$	-0,0050	-0,13	3,850	9,16	-0,43	3,708	8,78
	-0,0025	-1,00	4,277	10,31	-1,45	4,114	9,89
	0,0	-2,08	4,704	11,47	-2,71	4,520	11,00
	0,0025	-3,39	5,131	12,63	-4,24	4,925	12,11
ТК16 $n_D = 1,6126;$ $\nu = 58,3$	-0,0050	1,63	2,169	4,62	1,48	2,136	4,53
	-0,0025	1,47	2,410	5,25	1,39	2,869	5,15
	0,0	1,39	2,650	5,89	1,27	2,603	5,77
	0,0025	1,28	2,890	6,53	1,12	2,837	6,40
ТК8 $n_D = 1,6140;$ $\nu = 55,1$	-0,0050	1,49	2,399	5,22	1,42	2,355	5,11
	-0,0025	1,42	2,665	5,92	1,31	2,612	5,79
	0,0	1,32	2,931	6,63	1,16	2,870	6,47
	0,0025	1,20	3,197	7,34	0,95	3,128	7,16
ТК9 $n_D = 1,6171;$ $\nu = 54,9$	-0,0050	1,54	2,497	5,46	1,45	2,448	5,34
	-0,0025	1,50	2,774	6,18	1,35	2,715	6,04
	0,0	1,45	2,051	6,91	1,23	2,983	6,74
	0,0025	1,38	3,328	7,64	1,08	3,251	7,45

Марка стекла	C	БФ12 $n_D = 1,6259; \nu = 39,1$			ТФ1 $n_D = 1,6475; \nu = 33,9$		
		P_0	Ψ_k	Q_0	P_0	Ψ_k	Q_0
K2 $n_D = 1,6004;$ $\nu = 66,0$	-0,0050	0,70	1,974	4,66	1,49	1,708	3,84
	-0,0025	-0,49	2,214	5,44	0,92	1,882	4,39
	0,0	-2,17	2,454	6,22	0,14	2,056	4,94
	0,0025	-4,41	2,694	7,01	-0,90	2,230	5,60
K14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	-0,0050	-0,43	2,268	5,51	1,01	1,885	4,32
	-0,0025	-2,19	2,543	6,38	0,25	2,078	4,92
	0,0	-4,62	2,819	7,27	-0,78	2,270	5,52
	0,0025	-7,80	3,095	8,17	-2,12	2,462	6,13
K8 $n_D = 1,5163;$ $\nu = 64,1$	-0,0050	0,53	2,063	4,87	1,37	1,762	3,95
	-0,0025	-0,66	2,313	5,66	0,81	1,942	4,50
	0,0	-2,31	2,564	6,45	0,06	2,122	5,06
	0,0025	-4,51	2,815	7,25	-0,96	2,302	5,62
KФ4 $n_D = 1,5181;$ $\nu = 58,9$	-0,0050	-0,99	2,393	5,85	0,80	1,957	4,51
	-0,0025	-3,05	2,684	6,77	-0,05	2,156	5,13
	0,0	-5,86	2,975	7,70	-1,20	2,366	5,75
	0,0025	-9,53	3,266	8,65	-2,69	2,556	6,38
BK4 $n_D = 1,5302;$ $\nu = 60,5$	-0,0050	-0,07	2,274	5,41	1,09	1,869	4,25
	-0,0025	-1,52	2,551	6,26	0,45	2,081	4,83
	0,0	-3,50	2,827	7,12	-0,41	2,274	5,42
	0,0025	-6,09	3,103	8,00	-1,54	2,467	6,02
BK6 $n_D = 1,5399;$ $\nu = 59,7$	-0,0050	-0,10	2,331	5,54	1,05	1,922	4,31
	-0,0025	-1,50	2,615	6,40	0,43	2,118	4,90
	0,0	-3,40	2,898	7,27	-0,40	2,314	5,49
	0,0025	-5,88	3,181	8,15	-1,48	2,510	6,09
BK8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	-0,0050	0,74	2,132	4,88	1,35	1,805	3,92
	-0,0025	-0,13	2,391	5,65	0,93	1,989	4,46
	0,0	-1,33	2,660	6,43	0,35	2,173	5,01
	0,0025	-2,90	2,909	7,21	-0,41	2,357	5,56
TK1 $n_D = 1,5638;$ $\nu = 60,8$	-0,0050	0,69	2,264	5,13	1,27	1,877	4,05
	-0,0025	-0,11	2,528	5,92	0,88	2,088	4,60
	0,0	-1,20	2,802	6,72	0,35	2,260	5,15
	0,0025	-2,63	3,076	7,53	-0,35	2,452	5,71

Продолжение табл. I.6

Марка стекла	C	БФ12 $n_D = 1,6259, \nu = 39,1$			ТФ1 $n_D = 1,6476; \nu = 33,9$		
		P_0	Ψ_k	Q_0	P_0	Ψ_k	Q_0
БК10 $n_D = 1,5688;$ $\nu = 56,0$	-0,0050	-0,41	2,666	6,28	0,85	2,104	4,68
	-0,0025	-1,78	2,990	7,23	0,26	2,319	5,29
	0,0	-3,61	3,314	8,18	-0,53	2,534	5,92
	0,0025	-5,96	3,638	9,14	-1,53	2,749	6,55
ТК2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	-0,0050	0,21	2,514	5,82	1,05	2,023	4,43
	-0,0025	-0,81	2,820	6,70	0,58	2,230	5,02
	0,0	-2,17	3,125	7,58	-0,05	2,436	5,61
	0,0025	-3,93	3,430	8,47	-0,85	2,642	6,21
БФ7 $n_D = 1,5795;$ $\nu = 53,9$	-0,0050	-0,87	2,930	6,99	0,65	2,238	5,02
	-0,0025	-2,41	3,286	8,02	0,01	2,467	5,67
	0,0	-4,44	3,642	9,05	-0,82	2,695	6,33
	0,0025	-7,04	3,998	10,09	-1,88	2,923	6,99
ТК23 $n_D = 1,5891;$ $\nu = 61,2$	-0,0050	1,13	2,228	4,91	1,38	1,862	3,91
	-0,0025	0,72	2,498	5,66	1,14	2,052	4,43
	0,0	0,16	2,758	6,41	0,81	2,242	4,96
	0,0025	-0,58	3,040	7,17	0,38	2,432	5,49
БФ25 $n_D = 1,6076;$ $\nu = 46,1$	-0,0050	-6,60	5,298	13,19	-0,89	3,137	7,29
	-0,0025	-10,72	5,942	14,95	-2,10	3,458	8,49
	0,0	-15,90	6,586	16,75	-3,61	3,779	9,08
	0,0025	-22,31	7,229	18,56	-5,45	4,099	9,98
ТК16 $n_D = 1,6126;$ $\nu = 58,3$	-0,0050	1,32	2,442	5,35	1,36	1,984	4,14
	-0,0025	1,12	2,739	6,14	1,18	2,187	4,68
	0,0	0,86	3,036	6,93	0,94	2,389	5,22
	0,0025	0,52	3,333	7,73	0,64	2,591	5,77
ТК8 $n_D = 1,6140;$ $\nu = 56,1$	-0,0050	1,16	2,771	6,21	1,22	2,158	4,60
	-0,0025	0,88	3,107	7,11	0,98	2,379	5,19
	0,0	0,51	3,444	8,01	0,67	2,599	5,78
	0,0025	0,04	3,781	8,91	0,27	2,819	6,38
ТК9 $n_D = 1,6171;$ $\nu = 54,0$	-0,0050	1,19	2,916	6,57	1,18	2,232	4,78
	-0,0025	0,94	3,270	7,51	0,94	2,459	5,39
	0,0	0,62	3,624	8,45	0,62	2,687	6,00
	0,0025	0,22	3,978	9,39	0,22	2,915	6,61

Продолжение табл. 1.6

Марка стекла	C	ТФ2 $n_D = 1,6725; \nu = 32,2$			ТФ3 $n_D = 1,7172; \nu = 29,5$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
K2 $n_D = 1,5004;$ $\nu = 66,0$	-0,0050	1,62	1,639	3,63	1,80	1,541	3,32
	-0,0025	1,14	1,796	4,12	1,45	1,675	3,75
	0,0	0,48	1,953	4,61	0,97	1,808	4,15
	0,0025	-0,39	2,110	5,11	0,33	1,941	4,57
K14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	-0,0050	1,21	1,790	4,03	1,49	1,662	3,63
	-0,0025	0,58	1,962	4,56	1,03	1,805	4,07
	0,0	-0,28	2,134	5,09	0,41	1,949	4,54
	0,0025	-1,40	2,306	5,64	-0,39	2,093	4,95
K8 $n_D = 1,5163;$ $\nu = 64,1$	-0,0050	1,49	1,686	3,71	1,58	1,580	3,38
	-0,0025	1,02	1,847	4,20	1,33	1,716	3,79
	0,0	0,37	2,009	4,70	0,85	1,853	4,21
	0,0025	-0,49	2,171	5,21	0,21	1,990	4,64
KФ4 $n_D = 1,5181;$ $\nu = 58,9$	-0,0050	1,04	1,851	4,18	1,37	1,708	3,75
	-0,0025	0,33	2,028	4,73	0,87	1,855	4,20
	0,0	-0,62	2,206	5,28	0,19	2,003	4,65
	0,0025	-1,88	2,384	5,84	-0,69	2,151	5,11
BK4 $n_D = 1,5302;$ $\nu = 60,5$	-0,0050	1,24	1,794	3,96	1,47	1,664	3,57
	-0,0025	0,70	1,966	4,48	1,07	1,808	4,00
	0,0	-0,03	2,186	5,01	0,53	1,952	4,44
	0,0025	-0,99	2,310	5,54	-0,18	2,096	4,88
BK6 $n_D = 1,6399;$ $\nu = 59,7$	-0,0050	1,19	1,821	4,00	1,41	1,685	3,60
	-0,0025	0,66	1,996	4,53	1,02	1,831	4,03
	0,0	-0,05	2,171	5,06	0,49	1,977	4,47
	0,0025	-0,97	2,346	5,59	-0,20	2,123	4,91
BK8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	-0,0050	1,43	1,722	3,58	1,57	1,508	3,34
	-0,0025	1,06	1,887	4,16	1,28	1,747	3,75
	0,0	0,55	2,052	4,65	0,88	1,886	4,16
	0,0025	-0,12	2,217	5,14	0,36	2,025	4,57
TK1 $n_D = 1,5638;$ $\nu = 60,8$	-0,0050	1,34	1,784	3,79	1,46	1,656	3,42
	-0,0025	0,98	1,955	4,28	1,18	1,799	3,83
	0,0	0,49	2,126	4,77	0,79	1,942	4,24
	0,0025	-0,14	2,297	5,27	0,28	2,085	4,66

Продолжение табл. 1.6

Марка стекла	C	ГФ2 $n_D = 1,6726; \nu = 32,2$			ГФ3 $n_D = 1,7172; \nu = 29,5$		
		P_0	Ψ_k	Q_0	P_0	Ψ_k	Q_0
БК10 $n_D = 1,5688;$ $\nu = 56,0$	-0,0050	0,96	1,974	4,31	1,18	1,801	3,81
	-0,0025	0,43	2,164	4,86	0,77	1,957	4,26
	0,0	-0,27	2,353	5,41	0,23	2,113	4,71
	0,0025	-1,16	2,542	5,96	-0,46	2,269	5,17
ТК2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	-0,0050	1,13	1,907	4,10	1,29	1,751	3,66
	-0,0025	0,69	2,090	4,62	0,94	1,903	4,09
	0,0	0,11	2,273	5,15	-0,48	2,054	4,52
	0,0025	-0,63	2,456	5,68	-0,10	2,205	4,96
БФ7 $n_D = 1,5795;$ $\nu = 53,9$	-0,0050	0,76	2,034	4,59	1,01	1,883	4,01
	-0,0025	0,18	2,284	5,16	0,55	2,046	4,48
	0,0	-0,58	2,484	5,73	-0,04	2,209	4,95
	0,0025	-1,54	2,684	6,31	-0,78	2,372	5,42
ТК23 $n_D = 1,5891;$ $\nu = 61,2$	-0,0050	1,39	1,770	3,55	1,45	1,646	3,31
	-0,0025	1,14	1,940	4,12	1,24	1,789	3,70
	0,0	0,81	2,110	4,59	0,95	1,931	4,10
	0,0025	0,38	2,280	5,07	0,57	2,073	4,50
БФ25 $n_D = 1,5076;$ $\nu = 46,1$	-0,0050	-0,77	2,783	6,37	-0,15	2,367	5,23
	-0,0025	-1,89	3,049	7,10	-1,01	2,572	5,80
	0,0	-3,31	3,316	7,85	-2,06	2,777	6,38
	0,0025	-5,06	3,584	8,61	-3,39	2,982	6,96
ТК16 $n_D = 1,6126;$ $\nu = 58,3$	-0,0050	1,31	1,874	3,85	1,34	1,725	3,45
	-0,0025	1,10	2,054	4,33	1,14	1,875	3,85
	0,0	0,82	2,234	4,82	0,87	2,024	4,25
	0,0025	0,46	2,414	5,31	0,52	2,173	4,66
ТК8 $n_D = 1,6140;$ $\nu = 55,1$	-0,0050	1,16	2,019	4,23	1,20	1,835	3,74
	-0,0025	0,88	2,212	4,75	0,93	1,983	4,17
	0,0	0,51	2,406	5,28	0,58	2,152	4,60
	0,0025	0,03	2,600	5,81	0,14	2,311	5,03

Продолжение табл. I.6

Марка стекла	C	ТФ2 $n_D = 1,6725; \nu = 32,2$			ТФ3 $n_D = 1,7172; \nu = 29,5$		
		$P_{\parallel}$	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
TK9 $n_D = 1,6171;$ $\nu = 54,0$	-0,0050	1,10	2,078	4,38	1,14	1,879	3,85
	-0,0025	0,80	2,278	4,92	0,86	2,041	4,29
	0,0	0,41	2,477	5,45	0,49	2,204	4,73
	0,0025	-0,08	2,676	5,99	0,01	2,367	5,17
TK21 $n_D = 1,6577;$ $\nu = 51,2$	-0,0050	1,29	2,261	4,67	1,11	2,011	4,05
	-0,0025	1,19	2,478	5,22	0,91	2,185	4,49
	0,0	1,07	2,695	5,78	0,65	2,359	4,94
	0,0025	0,91	2,912	6,33	0,32	2,533	5,40
Марка стекла	C	ТФ4 $n_D = 1,7398; \nu = 28,2$			ТФ5 $n_D = 1,7660; \nu = 27,5$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
K2 $n_D = 1,5004;$ $\nu = 66,0$	-0,0050	1,88	1,500	3,19	1,92	1,478	3,12
	-0,0025	1,59	1,623	3,57	1,66	1,596	3,46
	0,0	1,18	1,746	3,95	1,28	1,714	3,85
	0,0025	0,63	1,869	4,33	0,78	1,832	4,22
K14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	-0,0050	1,61	1,606	3,46	1,66	1,579	3,37
	-0,0025	1,23	1,738	3,86	1,32	1,705	3,75
	0,0	0,71	1,870	4,26	0,84	1,831	4,14
	0,0025	0,03	2,002	4,67	0,22	1,957	4,53
K8 $n_D = 1,5163;$ $\nu = 64,1$	-0,0050	1,76	1,534	3,24	1,80	1,510	3,17
	-0,0025	1,46	1,660	3,62	1,53	1,631	3,53
	0,0	1,05	1,786	4,00	1,16	1,751	3,90
	0,0025	0,52	1,912	4,39	0,66	1,871	4,27
КФ4 $n_D = 1,5181;$ $\nu = 58,9$	-0,0050	1,50	1,648	3,55	1,57	1,618	3,47
	-0,0025	1,08	1,784	3,97	1,19	1,747	3,86
	0,0	0,51	1,919	4,39	0,67	1,876	4,26
	0,0025	-0,22	2,054	4,81	0,00	2,005	4,66

Продолжение табл. I.6

Марка стекла	C	ТФ4 $n_D = 1,7398; \nu = 28,2$			ТФ6 $n_D = 1,7550; \nu = 27,5$		
		P_0	Ψ_k	Q_0	P_0	Ψ_k	Q_0
БК4 $n_D = 1,5302;$ $\nu = 60,5$	-0,0050	1,57	1,509	3,40	1,62	1,581	3,32
	-0,0025	1,24	1,741	3,80	1,31	1,707	3,69
	0,0	0,78	1,873	4,20	0,89	1,833	4,07
	0,0025	0,18	2,005	4,60	0,34	1,959	4,45
БК6 $n_D = 1,5899;$ $\nu = 59,7$	-0,0050	1,51	1,628	3,43	1,56	1,599	3,35
	-0,0025	1,18	1,761	3,82	1,26	1,727	3,72
	0,0	0,73	1,895	4,22	0,84	1,854	4,10
	0,0025	0,14	2,029	4,63	0,30	1,981	4,48
БК8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	-0,0050	1,63	1,559	3,20	1,66	1,534	3,13
	-0,0025	1,38	1,687	3,57	1,43	1,657	3,48
	0,0	1,04	1,815	3,94	1,12	1,779	3,84
	0,0025	0,59	1,943	4,32	0,71	1,901	4,20
ТК1 $n_D = 1,5638;$ $\nu = 60,8$	-0,0050	1,53	1,602	3,27	1,66	1,575	3,19
	-0,0025	1,28	1,734	3,64	1,33	1,700	3,55
	0,0	0,94	1,865	4,02	1,02	1,826	3,91
	0,0025	0,51	1,996	4,40	0,61	1,952	4,27
БК10 $n_D = 1,5688;$ $\nu = 56,0$	-0,0050	1,29	1,730	3,61	1,34	1,695	3,51
	-0,0025	0,94	1,872	4,02	1,02	1,830	3,89
	0,0	0,48	2,014	4,43	0,59	1,965	4,28
	0,0025	-0,11	2,156	4,84	0,04	2,100	4,67
ТК2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	-0,0050	1,38	1,685	3,47	1,42	1,653	3,38
	-0,0025	1,08	1,824	3,86	1,14	1,785	3,75
	0,0	0,68	1,962	4,26	0,77	1,917	4,12
	0,0025	0,17	2,100	4,66	0,30	2,049	4,50
БФ7 $n_D = 1,5795;$ $\nu = 53,9$	-0,0050	1,13	1,801	3,78	1,20	1,760	3,67
	-0,0025	0,75	1,949	4,20	0,84	1,901	4,07
	0,0	0,24	2,097	4,62	0,37	2,041	4,47
	0,0025	-0,41	2,245	5,05	-0,22	2,181	4,87

Продолжение табл. I.6

Марка стекла	C	ТФ4 $n_D = 1,7398; \nu = 28,2$			ТФ5 $n_D = 1,7550; \nu = 27,6$		
		P_0	φ_k	Q_0	P_0	φ_k	Q_0
ТК23 $n_D = 1,5891;$ $\nu = 61,2$	-0,0050	1,50	1,593	3,16	1,52	1,566	3,08
	-0,0025	1,30	1,724	3,52	1,34	1,691	3,42
	0,0	1,04	1,855	3,88	1,10	1,816	3,77
	0,0025	0,71	1,986	4,25	0,78	1,941	4,12
БФ25 $n_D = 1,6076;$ $\nu = 46,1$	-0,0050	0,16	2,212	4,60	0,30	2,138	4,60
	-0,0025	-0,55	2,394	5,30	-0,35	2,308	5,07
	0,0	-1,44	2,575	5,81	-1,16	2,478	5,55
	0,0025	-2,53	2,757	6,33	-2,15	2,649	6,03
ТК16 $n_D = 1,6126;$ $\nu = 58,3$	-0,0050	1,38	1,664	3,28	1,40	1,633	3,20
	-0,0025	1,19	1,800	3,65	1,22	1,763	3,55
	0,0	0,94	1,937	4,02	0,98	1,893	3,90
	0,0025	0,62	2,074	4,39	0,68	2,023	4,25
ТК8 $n_D = 1,6140;$ $\nu = 55,1$	-0,0050	1,25	1,759	3,53	1,28	1,722	3,43
	-0,0025	1,01	1,904	3,92	1,05	1,859	3,80
	0,0	0,69	2,048	4,31	0,75	1,996	4,17
	0,0025	0,29	2,192	4,71	0,37	2,133	4,54
ТК9 $n_D = 1,6171;$ $\nu = 54,0$	-0,0050	1,20	1,798	3,63	1,23	1,758	3,52
	-0,0025	0,94	1,945	4,03	0,98	1,898	3,90
	0,0	0,60	2,093	4,43	0,66	2,038	4,28
	0,0025	0,18	2,241	4,83	0,26	2,178	4,66
ТК21 $n_D = 1,6577;$ $\nu = 51,2$	-0,0050	1,12	1,912	3,79	1,11	1,863	3,67
	-0,0025	0,92	2,069	4,20	0,93	2,012	4,05
	0,0	0,65	2,226	4,60	0,67	2,160	4,43
	0,0025	0,33	2,333	5,01	0,35	2,308	4,82

Аргументом в табл. 1.5 и 1.6 служит величина C . В зависимости от C приведены величины P_0 , φ и Q_0 , с помощью которых расчет конструктивных элементов объектива выполняется по простым, вышеприведенным формулам. Величина C принимает значения $-0,0050$, $-0,0025$, 0 и $+0,0025$; но если требуется рассчитать объектив для значений C , выходящих из указанных пределов, можно воспользоваться экстраполяцией, помня, что φ меняется линейно с C ; при вычислении функций P_0 и Q_0 следует учитывать вторые разности; третьи разности нужны только при значениях, выходящих далеко за пределами области от $-0,005$ до $0,0025$.

В табл. 1.5 и 1.6 буквой φ_k обозначается оптическая сила положительной линзы объектива. Для комбинации «крон впереди» $\varphi_k = \varphi$; для комбинации «флинт впереди» $\varphi_k = 1 - \varphi$.

Вспомогательные таблицы — номограммы

С помощью одних только таблиц 1.5 и 1.6 трудно найти комбинацию, приводящую к нужным значениям коэффициентов P_0 и C . Для этой цели удобнее пользоваться графиком-номограммой следующего построения (рис. 1.1).

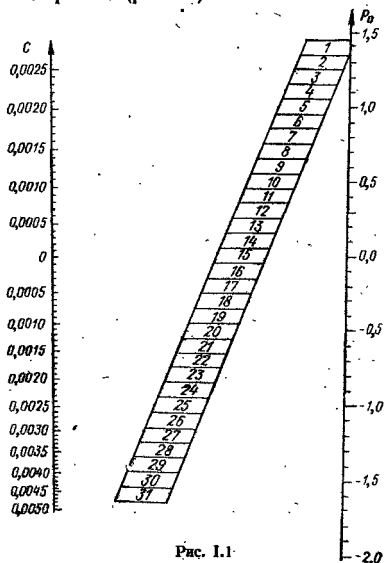


Рис. 1.1

На двух параллельных вертикальных прямых отложены: на левой по неравномерной шкале величины C , на правой по равномерной шкале величины P_0 . В поле между прямыми начерчена полоса, разделенная поперечными отрезками прямых на клетки, занумерованные числами от 1 до 31.

Чтобы найти комбинацию стекол, удовлетворяющих поставленным требованиям, следует поступать следующим образом: соединить прямой точки на координатных прямых C и P_0 , соответствующие требуемым значениям этих величин, и отметить номер клетки, через которую проходит прямая.

В табл. 1.3 и 1.4 для каждой клетки перечислены комбинации стекол, пригодных для решения поставленной задачи. Среди последних следует искать с помощью табл. 1.5 и 1.6 ту комбинацию, которая наилучшим образом отвечает поставленным условиям.

Решение общей задачи

Наиболее часто приходится решать задачу об определении системы, обладающей заранее известными значениями трех величин C , W и P . Она может быть решена следующим образом.

1. Вычисляется P_0 по формуле

$$P_0 = P - 0,85 (W - W_0)^2,$$

где W_0 принимается равным 0,10 для комбинации «крон впереди» и 0,20 для комбинации «флинт впереди».

2. По таблице-номограмме находят комбинации стекол, для которых C и P имеют близкие к требуемым значения.

3. С помощью табл. 1.5 или 1.6 проверяются для всех найденных комбинаций значения P_0 , соответствующие требуемому значению C , и среди полученных выбирают ту, для которой получается наиболее точное совпадение значения P_0 с требуемым. В некоторых случаях могут иметь решающее значение не точность, а физические, химические и иные свойства стекол, а также наличие или отсутствие их на складе завода. При выборе окончательного расположения флинтовой и кроновой линз для расчета объективов зрительных труб следует руководствоваться правилом: если значение W больше 0,8, комбинации «флинт впереди» дают меньшие значения остаточной сферической аберрации; при $W < 0,8$ более пригодны комбинации «крон впереди».

После окончательного выбора стекол берут из таблиц значения P_0 , φ и Q_0 , соответствующие заданному значению C . В зависимости от того, какую из величин P или W следует получить с большей степенью точности, применяется одна из следующих формул:

$$Q = Q_0 \pm \sqrt{\frac{P - P_0}{2,35}}; \quad (1.8)$$

$$Q = Q_0 - \frac{W - W_0}{1,67}. \quad (1.8')$$

Знак в первой из указанных формул берется тот, который приводит к значению Q , получаемому из второй формулы. Обе формулы всегда приводят к близким, практически одинаковым значениям Q .

Эти две величины заметно расходятся только в случае, когда $Q - Q_0$ велико, но такие случаи встречаются редко и главным образом при расчете фотографических объективов, когда, как правило, большой точности не требуется.

Если почему-либо понадобится повышенная точность, то вместо численного коэффициента 2,35 следует брать точное значение

$$a = 1 + 2\varphi \left(\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_3} \right) + \frac{1}{n_3};$$

величину W_0 формулы (1.8 *) можно получить из графика (см. рис. 1.2).

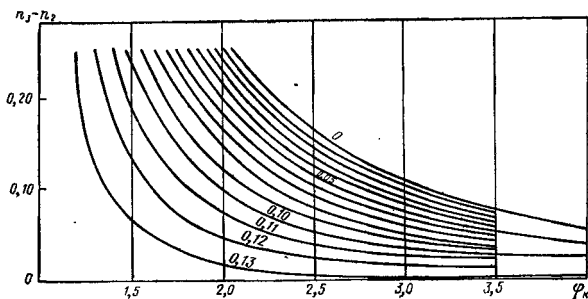


Рис. 1.2

После того, как вычислено значение Q , определяются α_2 и α_3 по формулам (1.3). Желательно, но не обязательно проверить W и P , пользуясь формулами (1.5). По значениям α_2 и α_3 могут быть вычислены радиусы с помощью формул (1.9):

$$r_k = h_k \frac{n_{k+1} - n_k}{\alpha_{k+1} n_{k+1} - \alpha_k n_k}. \quad (1.9)$$

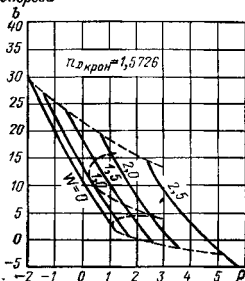
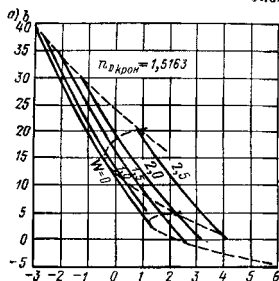
Величина d положительной линзы определяется по формуле

$$d = \frac{D}{10} + \frac{D^2 \varphi}{4f'}, \quad (1.10)$$

где D — диаметр объектива; f' — его фокусное расстояние; d округляется до ближайшего целого миллиметра.

Для определения P и C объектива нужно знать заранее с небольшой степенью точности высшие порядки сферической и хроматической aberrации. Абберация комы высшего порядка обычно так мала, что ею можно пренебречь.

Флинт вперед



Крон вперед

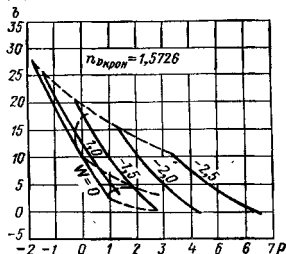
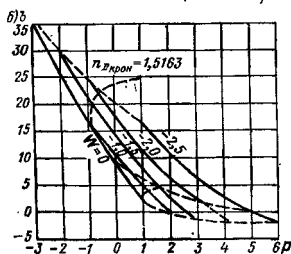


Рис. 1.3

Продольная сферическая aberrация $\delta s'$ для луча, падающего на объектив на высоте h , может быть представлена формулой

$$\delta s' = -\frac{1}{2} \frac{h^2}{f'} \sum hP + \frac{bh^4}{f'^3} + \frac{ch^6}{f'^5}, \quad (1.11)$$

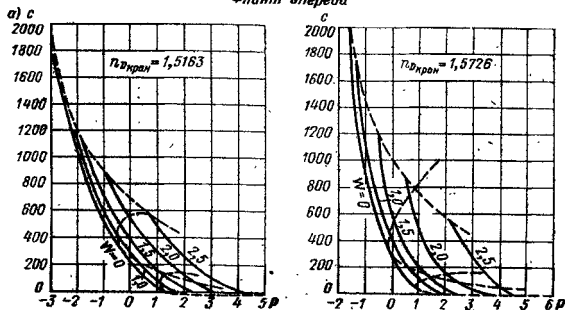
где b и c — величины нулевого измерения, т. е. не зависящие ни от фокусного расстояния, ни от отверстия пучка. Величины b и c зависят от конструкции объектива, в частности связаны с его основными параметрами P и W [7, стр. 133—145; 345—350].

Величина b может быть вычислена по формуле

$$b = \frac{3}{40} \frac{Q^2}{Q + \Phi} \left(\frac{1}{n_g^2} - \frac{1}{n_g^3} \right). \quad (I.12)$$

Формула (I.12) относится лишь к aberrациям 5-го порядка. Удобнее пользоваться формулой (I.11), когда известны коэффи

Флинт вперед



Крон вперед

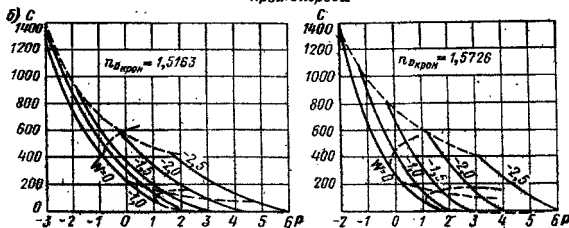


Рис. 1.4

циенты b и c . Эти коэффициенты достаточно точно определены, когда известны P и W ; они мало зависят от показателей стекол.

Коэффициенты b и c как функции от P и W приведены на рис. 1.3, а, 1.3, б, 1.4, а, 1.4, б [7] для комбинаций стекол: $n_{D, \text{крон}} = 1,5163$ и $n_{D, \text{флинт}} = 1,6169$; $n_{D, \text{крон}} = 1,5726$ и $n_{D, \text{флинт}} = 1,6169$.

Величины b меняются от 0 до 30—40; c — от 0 до 1500. Сплошные кривые соответствуют значениям параметра W : 2,5; 2; 1,5; 1,0 в случае «флинт вперед» и значениям —2,5; —2; —1,5;

—1,0 в случае «крон вперед». Для комбинации «флинт вперед» отсутствуют кривые, соответствующие отрицательным значениям W , так как они дают большие значения коэффициентов b и c при одинаковых по абсолютному значению, но противоположных по знаку величинах W ; аналогичное явление, но при противоположных знаках W происходит с комбинацией «крон вперед». Штриховые кривые соответствуют постоянным значениям параметра C , а именно: +0,005 для верхней кривой, 0 — для средней, —0,005 — для нижней. Последние кривые несут лишь вспомогательный характер. Изменением дисперсий (без изменения значения среднего показателя) можно добиться изменения значения параметра C , не меняя зависимости между коэффициентами b и c и основными параметрами P и W .

Переход к другим показателям и другому типу ахроматизации

Если оказывается невозможным применять марки стекол, приведенные в списке (табл. I.2), или расчет должен выполняться не для линии D , как, например, при расчете коллиматора спектрографа, то табл. I.5 и I.6 не могут быть использованы непосредственно, а требуется ввести некоторые поправки.

Значения показателей марок стекол в табл. I.5 и I.6, как флинтов, так и кронов, меняются настолько часто, что разность между искомым значением показателя применяемого стекла и ближайшим, имеющимся в списке, не превосходит 0,01—0,015, а чаще всего меньше. При таких небольших разностях можно с вполне достаточной точностью считать, что изменения значений P_0 и Q_0 при постоянных φ пропорциональны разностям Δn_x или Δn_ϕ , т. е. если P'_0 — значение P_0 , соответствующее новым значениям n_x и n_ϕ при том же значении φ , то можно писать:

$$\left. \begin{aligned} P'_0 &= P_0 + \frac{dP_0}{dn_x} \Delta n_x + \frac{dP_0}{dn_\phi} \Delta n_\phi; \\ Q'_0 &= Q_0 + \frac{dQ_0}{dn_x} \Delta n_x + \frac{dQ_0}{dn_\phi} \Delta n_\phi. \end{aligned} \right\} \quad (I.13)$$

Значения производных $\frac{dP_0}{dn_x}$ и $\frac{dQ_0}{dn_x}$ приведены на рис. I.5—I.8, составленных для случаев «крон вперед» и «флинт вперед». Хотя графики составлены для значений $n_\phi = 1,578$, но значения производных можно считать практически постоянными при изменениях n_ϕ . Кроме того, производные $\frac{dP_0}{dn_\phi}$ с большой степенью точности равны производным с обратным знаком $\frac{dP_0}{dn_x}$; производные $\frac{dQ_0}{dn_\phi}$ так малы, что ими можно пренебречь; окончательно

для перехода от одних значений показателей к другим следует применять формулы (I.13) в следующем упрощенном виде:

$$\left. \begin{aligned} P'_0 &= P_0 + \frac{dP_0}{dn_x} (\Delta n_x - \Delta n_\phi); \\ Q'_0 &= Q_0 + \frac{dQ_0}{dn_x} \Delta n_x. \end{aligned} \right\} \quad (I.14)$$

Если появляется необходимость перейти от обычного исправления ахроматизма (соединения лучей *C* и *F*) к другому, причем тре-

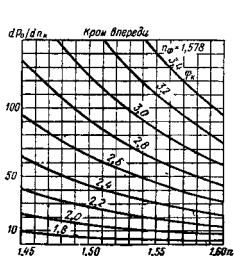


Рис. I.5

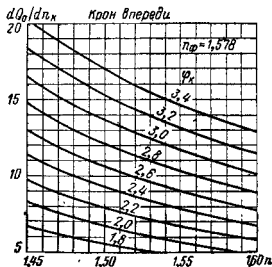


Рис. I.6

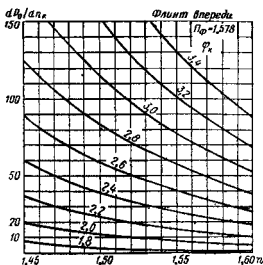


Рис. I.7

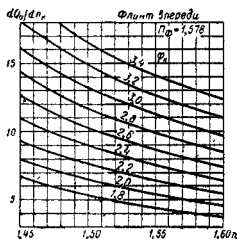


Рис. I.8

буется соединить лучи с длиной волны λ_1 и λ_2 , следует поступать следующим образом:

1) по величинам λ_1 и λ_2 , выраженным в м, в табл. I.7 находят соответствующие им значения l_1 и l_2 , где $l = \frac{1000}{\lambda - 200}$, а для наиболее употребительных длин волн значения l приводятся в табл. I.8;

Таблица 1.7
Зависимость l от λ

λ	l	λ	l	λ	l
400	5,000	500	3,333	600	2,600
410	4,762	510	3,226	610	2,439
420	4,545	520	3,125	620	2,381
430	4,347	530	3,030	630	2,326
440	4,167	540	2,941	640	2,273
450	4,000	550	2,857	650	2,222
460	3,846	560	2,778	660	2,174
470	3,704	570	2,703	670	2,128
480	3,571	580	2,632	680	2,083
490	3,448	590	2,564	690	2,041
500	3,333	500	2,500	700	2,000

Таблица 1.8
Зависимость l от λ
для наиболее
употребительных линий

Обозначение линий	λ	l
A'	768,5	1,759
C	656,3	2,192
D	589,3	2,569
d	587,6	2,580
e	546,1	2,889
F	486,1	3,495
g	435,9	4,239
G'	434,1	4,272
h	404,7	4,885

2) вычисляют хроматический параметр C согласно эмпирической формуле (1.15):

$$C = 0,0089 - 0,00156 (l_1 + l_2). \quad (1.15)$$

Сферохроматическая абберация

Для определения величины ϕ необходимо заранее знать хотя бы приближенно сферохроматическую абберацию, т. е. разность сферических аббераций для двух цветов $\delta s'_F - \delta s'_C$.

Она может быть представлена формулой

$$\delta s'_F - \delta s'_C = A \frac{h^3}{P}, \quad (1.16)$$

где коэффициент A представляет собой разность коэффициентов сферической абберации P 3-го порядка, умноженной на $-\frac{1}{2}$:

$$A = -\frac{1}{2} (P_F - P_C). \quad (1.17)$$

Обозначим для краткости $P_F - P_C = \Delta P_0$.

Для ряда комбинаций стекол (табл. 1.9) приводятся табл. 1.10—1.13 величины ΔP_0 и $\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$, заимствованные из статьи [5].

Таблица 1.9
Список марок стекол

Флинт			Крон		
Марка стекла	n_D	v	Марка стекла	n_D	v
ЛФ2	1,5480	45,9	К8	1,5168	64,0
ЛФ6	1,5783	41,7	КФ4	1,5181	59,0
Ф2	1,6169	36,5	БК6	1,5399	59,6
ТФ2	1,6725	32,2	ТК2	1,5726	57,5
			ТК23	1,5891	61,2
			ТК16	1,6126	58,3

В табл. 1.10 содержатся значения Q_0 , ΔP_0 и $\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$ при $C = 0$ для комбинаций «крон вперед»; в табл. 1.11 — то же для комбинаций «флинт вперед». Табл. 1.12 («крон вперед») содержит значения тех же величин при $C = -0,0050$. Величины $\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$ приводятся для сокращенного числа флинтов. В табл. 1.13 («флинт вперед») приводятся лишь значения Q_0 , P_0 и ΔP_0 для флинта Ф2. Величина ΔP_0 , соответствующая определенному значению Q , вычисляется по формуле

$$\Delta P = \Delta P_0 + (Q - Q_0) \frac{\partial \Delta P}{\partial Q}. \quad (1.18)$$

По значению ΔP определяется коэффициент сферохроматической аберрации $A = -1/2 \Delta P$.

Если нужно знать точное значение величины ΔP , его можно определить по формуле (14) из [5]; приводим ее для принятых здесь обозначений

$$\Delta P = \frac{1}{v_2 - v_3} \left[2 \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_3^2} \right) Q^2 + \left(\frac{4 - n_2}{n_2(n_2 - 1)} \varphi_1 + \frac{4 - n_3}{n_3(n_3 - 1)} \varphi_2 \right) Q + \frac{2 - n_2}{(n_2 - 1)^2} \varphi_1^2 - \frac{2 - n_3}{(n_3 - 1)^2} \varphi_2^2 - \frac{\varphi_2}{n_2 - 1} \right]. \quad (1.19)$$

Эта формула верна лишь при условии $C = 0$.

В большинстве случаев, встречающихся на практике, величина A лежит в пределах 0,12—0,16; можно принять ее равной 0,14, и только в случаях, требующих большой точности или применения особых марок стекла, следует пользоваться табл. 1.10—1.13 или формулой (1.19).

Т а б л и ц а 1.10
Численные значения хроматической разности сферических абераций при $C=0$ (схем впереди)

Марка стекла	C-28 (ЛФ2) $n_D = 1,5460; \nu = 45,9$			C-16 (ЛФ6) $n_D = 1,5785; \nu = 41,7$			C-9 (Ф2) $n_D = 1,5169; \nu = 38,5$			C-35 (ТФ2) $n_D = 1,5726; \nu = 32,2$		
	Q_0	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$	Q_0	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$	Q_0	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$	Q_0	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$
C-14 (К8) $n_D = 1,5163; \nu = 64,0$	-8,96	-0,79	+0,18	-6,94	-0,53	+0,14	-5,27	-0,33	+0,11	-4,30	-0,23	+0,10
C-12 (КФ4) $n_D = 1,5181; \nu = 59,0$	-11,92	-1,50	+0,25	-8,64	-0,84	+0,19	-6,17	-0,49	+0,14	-4,98	-0,36	+0,11
C-17 (БК6) $n_D = 1,5399; \nu = 59,6$	-10,94	-1,07	+0,22	-7,97	-0,67	+0,17	-5,84	-0,40	+0,13	-4,66	-0,26	+0,10

Т а б л и ц а 1.11

Численные значения хроматической разности сферических аберраций при $C = 0$ (флинт вперед)

Марка стекла	C-28 (ЛФ2) $n_D = 1,5460; \nu = 45,9$			C-16 (ЛФ6) $n_D = 1,5786; \nu = 41,7$			C-9 (Ф2) $n_D = 1,6169; \nu = 36,5$			C-35 (ТФ2) $n_D = 1,5725; \nu = 32,2$		
	Q_0	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$	Q_0	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$	Q_0	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$	Q_0	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$
C-14 (К8) $n_D = 1,5163; \nu = 64,0$	+9,37	-0,74	-0,18	+7,33	-0,48	-0,14	+5,70	-0,29	-0,12	+4,68	-0,19	-0,09
C-12 (КФ4) $n_D = 1,5181; \nu = 59,0$	+12,31	-1,42	-0,25	+9,00	-0,80	-0,19	+6,60	-0,44	-0,13	+5,28	-0,30	-0,11
C-17 (БК6) $n_D = 1,5399; \nu = 59,6$	+11,30	-1,01	-0,22	+8,38	-0,50	-0,15	+6,27	-0,36	-0,12	+5,13	-0,22	-0,09
C-6 (ТК2) $n_D = 1,5726; \nu = 57,5$	—	—	—	+8,88	-0,61	-0,17	+6,48	-0,36	-0,13	+5,16	-0,22	-0,10
C-19 (ТК23) $n_D = 1,5891; \nu = 61,2$	+9,30	-0,43	-0,16	+7,32	-0,36	-0,13	+5,58	-0,23	-0,10	+4,53	-0,16	-0,08
C-24 (ТК16) $n_D = 1,6126; \nu = 58,3$	+10,36	-0,35	-0,16	+7,90	-0,36	-0,14	+5,91	-0,25	-0,11	+4,72	-0,17	-0,09

Т а б л и ц а 1.12
Численные значения хроматической разности сферических aberrаций при $C = -0,0050$ («зрон вперед»)

Марка стекла	C-28 (ЛФ2) $n_D = 1,5400; \nu = 45,9$			C-16 (ЛФ6) $n_D = 1,5783; \nu = 41,7$			C-9 (Ф2) $n_D = 1,6169; \nu = 36,5$			C-35 (ТФ2) $n_D = 1,6725; \nu = 32,2$		
	$\frac{Q_0^*}{P_0}$	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$	$\frac{Q_0^*}{P_0}$	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$	$\frac{Q_0^*}{P_0}$	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$	$\frac{Q_0^*}{P_0}$	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial Q}$
C-14 (К8) $n_D = 1,5163; \nu = 64,0$	$\frac{-6,45}{0,0}$	-0,28	+0,10	$\frac{-5,07}{+0,3}$	-0,19	+0,03	$\frac{-3,94}{+0,9}$	-0,13	+0,03	$\frac{-3,24}{+1,3}$	-0,10	
C-12 (КФ4) $n_D = 1,5181; \nu = 59,0$	$\frac{-8,70}{-3,0}$	-0,53	+0,10	$\frac{-6,37}{-1,5}$	-0,32	+0,07	$\frac{-4,66}{+0,1}$	-0,19	+0,07	$\frac{-3,75}{+0,8}$	-0,14	
C-17 (БК6) $n_D = 1,5399; \nu = 59,6$	$\frac{-8,00}{+0,8}$	-0,42	+0,14	$\frac{-5,88}{+0,1}$	-0,25	+0,05	$\frac{-4,42}{+0,6}$	-0,17	+0,05	$\frac{-3,60}{+0,8}$	-0,12	
C-6 (ТК2) $n_D = 1,5726; \nu = 57,5$	$\frac{-8,66}{+6,7}$	-0,46	+0,15	$\frac{-6,35}{+1,4}$	-0,29	+0,07	$\frac{-4,63}{+0,9}$	-0,18	+0,07	$\frac{-3,68}{+0,9}$	-0,13	
C-19 (ТК23) $n_D = 1,5891; \nu = 61,2$	$\frac{-6,62}{+4,4}$	-0,25	+0,07	$\frac{-5,12}{+2,0}$	-0,18	+0,04	$\frac{-3,92}{+1,38}$	-0,12	+0,04	$\frac{-3,22}{+1,2}$	-0,09	
C-24 (ТК16) $n_D = 1,6126; \nu = 58,3$	$\frac{-7,35}{+10,4}$	-0,28	+0,10	$\frac{-5,65}{+3,1}$	+0,20	+0,04	$\frac{-4,18}{+1,5}$	-0,14	+0,04	$\frac{-3,42}{+1,2}$	-0,10	

* В числителе значение Q_0 , в знаменателе — P_0 .

Величина ΔP , как это видно из формулы (I.19), обратно пропорциональна разности $v_2 - v_3$. Поэтому можно вычислить ΔP для любой пары длин волн и, в частности, использовать значения, приведенные в табл. I.10—I.13, умножая их

Таблица I.13

Численные значения хроматической разности сферических aberrаций при $C = -0,0050$ («флинт впереди»)

Марка стекла	C-9 (Ф2) $n_D = 1,6169; v = 36,5$	
	$\frac{Q_0^*}{P_0}$	ΔP_0
C-14 (К8) $n_D = 1,5163;$ $v = 64,0$	$\frac{+4,36}{+1,2}$	-0,11
C-12 (КФ4) $n_D = 1,5181;$ $v = 59,0$	$\frac{+5,08}{+0,4}$	-0,16
C-17 (БК6) $n_D = 1,5399;$ $v = 59,6$	$\frac{+4,84}{+0,8}$	-0,14
C-6 (ТК2) $n_D = 1,5726;$ $v = 57,5$	$\frac{+5,07}{+1,0}$	-0,16
C-19 (ТК23) $n_D = 1,5891;$ $v = 61,2$	$\frac{+4,35}{+1,4}$	-0,11
C-24 (ТК16) $n_D = 1,6126;$ $v = 58,3$	$\frac{+4,64}{+1,6}$	-0,12

* В числителе значение Q_0 , в знаменателе — P_0 .

на отношение $\frac{v_2 - v_3}{v_2 - v_1}$, где v_2 и v_3 — коэффициенты дисперсии для новых длин волн.

Табл. I.5, I.6 этой книги значительно расширены и дополнены А. А. Дмитриевым и И. Л. Сакиным; область применения параметра C была продлена до $+0,0050$; промежутки между соседними значениями C уменьшены до 0,001 и число знаков увеличено; добавлены полезные для расчета величины $\Delta P_0 = P_F - P_C$ и $\Delta W_0 = W_F - W_C$, определяющие сферохроматическую aberrацию и хроматическую разность комы, а также величины W_0 , π , $\frac{\partial \Delta P}{\partial W}$, m_1 , позволяющие связать P и W . Образец этих таблиц (табл. I.14, I.15) приведен для пар стекол ТФ2, БФ13; Ф1, БК8; ЛФ5, БК8; Ф9, БК6 («флинт впереди») и ЛК5, ТФ8; К8, ТФ2; БФ7, ТФ5; К14, ТФ3 («крон впереди»).

Приводим также таблицу А. Микша и И. Воирича, дополненную показателями преломления ($n_D - 1$) и коэффициентами дисперсии v оптических стекол фирмы «Шотт», для которых рассчитаны радиусы кривизны (табл. I.16).

Таблица 1.14
Значения основных характеристик дуализованных смешанных объектов (экрон вперед)

Комбинация стенок	C	P_0	W_0	m_1	φ_k	Q_0	$\pi+1$	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial W}$	ΔW_0	$\frac{\partial \Delta W}{\partial W}$
JK5 $n_D = 1,4781$ Т08 $n_D = 1,6893$	-0,005	1,48	0,090	0,823	1,607	-3,220	1,728	-0,081	-0,018	-0,015	0,0054
	-0,004	1,26	0,082	0,821	1,666	-3,411	1,733	-0,106	-0,025	-0,020	0,0047
	-0,003	1,01	0,073	0,820	1,725	-3,603	1,738	-0,134	-0,031	-0,025	0,0040
	-0,002	0,72	0,064	0,818	1,795	-3,796	1,743	-0,165	-0,038	-0,031	0,0032
	-0,001	0,39	0,054	0,817	1,844	-3,991	1,748	-0,199	-0,046	-0,037	0,0025
	0	0,03	0,044	0,816	1,903	-4,187	1,753	-0,236	-0,053	-0,043	0,0018
	+0,001	-0,33	0,033	0,814	1,962	-4,383	1,758	-0,276	-0,061	-0,049	0,0011
	+0,002	-0,83	0,021	0,813	2,022	-4,581	1,763	-0,320	-0,069	-0,055	0,0003
	+0,003	-1,32	0,009	0,811	2,081	-4,780	1,768	-0,368	-0,077	-0,062	-0,0004
	+0,004	-1,86	-0,003	0,810	2,140	-4,980	1,773	-0,420	-0,086	-0,069	-0,0011
	+0,005	-2,45	-0,016	0,809	2,199	-5,182	1,778	-0,476	-0,095	-0,076	-0,0018
K8 $n_D = 1,5163$ Т02 $n_D = 1,6725$	-0,005	1,30	0,098	0,830	1,688	-3,290	1,702	-0,084	-0,019	-0,015	0,0052
	-0,004	1,10	0,091	0,829	1,753	-3,489	1,706	-0,103	-0,026	-0,020	0,0044
	-0,003	0,88	0,084	0,828	1,817	-3,688	1,710	-0,135	-0,032	-0,025	0,0037
	-0,002	0,63	0,077	0,827	1,882	-3,888	1,714	-0,165	-0,039	-0,031	0,0029
	-0,001	0,34	0,069	0,825	1,947	-4,090	1,718	-0,198	-0,046	-0,036	0,0022
	0	0,03	0,061	0,824	2,012	-4,292	1,722	-0,234	-0,054	-0,042	0,0014
	+0,001	-0,33	0,052	0,823	2,077	-4,495	1,726	-0,273	-0,062	-0,048	0,0007
	+0,002	-0,72	0,043	0,822	2,142	-4,700	1,730	-0,316	-0,070	-0,054	-0,0001
	+0,003	-1,14	0,033	0,821	2,206	-4,905	1,734	-0,360	-0,078	-0,061	-0,0008
	+0,004	-1,61	0,023	0,820	2,271	-5,111	1,738	-0,412	-0,087	-0,068	-0,0015
	+0,005	-2,12	0,012	0,819	2,336	-5,319	1,742	-0,466	-0,096	-0,075	-0,0023

Комбинация стекол	C	P_0	W_0	m_1	φ_k	Q_0	$\pi+1$	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial W}$	ΔW_0	$\frac{\partial \Delta W}{\partial W}$
БФ7 $n_D = 1,5795$ ТФ5 $n_D = 1,7550$	-0,005	0,98	0,090	0,836	1,763	-3,240	1,681	-0,101	-0,022	-0,019	0,0054
	-0,004	0,82	0,084	0,835	1,820	-3,399	1,685	-0,123	-0,028	-0,023	0,0047
	-0,003	0,65	0,077	0,834	1,876	-3,559	1,689	-0,146	-0,034	-0,028	0,0039
	-0,002	0,46	0,071	0,833	1,932	-3,720	1,692	-0,172	-0,041	-0,033	0,0032
	-0,001	-0,25	0,064	0,832	1,989	-3,882	1,696	-0,200	-0,047	-0,035	0,0024
	0	0,02	0,057	0,831	2,045	-4,044	1,699	-0,230	-0,054	-0,043	0,0017
	+0,001	-0,23	0,050	0,830	2,101	-4,206	1,703	-0,263	-0,061	-0,049	0,0010
	+0,002	-0,50	0,042	0,829	2,157	-4,370	1,706	-0,297	-0,068	-0,054	0,0002
	+0,003	-0,80	0,034	0,828	2,214	-4,534	1,710	-0,335	-0,075	-0,060	-0,0005
	+0,004	-1,12	0,025	0,827	2,270	-4,698	1,714	-0,374	-0,083	-0,065	-0,0012
	+0,005	-1,46	0,017	0,826	2,326	-4,863	1,717	-0,417	-0,090	-0,072	-0,0019
	-0,005	1,25	0,088	0,827	1,661	-3,215	1,712	-0,089	-0,020	-0,017	0,0055
	-0,004	1,06	0,081	0,826	1,719	-3,392	1,716	-0,113	-0,026	-0,021	0,0047
К14 $n_D = 1,5147$ ТФ3 $n_D = 1,7172$	-0,003	0,84	0,073	0,825	1,777	-3,569	1,721	-0,139	-0,032	-0,026	0,0040
	-0,002	0,59	0,065	0,823	1,834	-3,748	1,725	-0,168	-0,039	-0,032	0,0033
	-0,001	0,31	0,057	0,822	1,892	-3,927	1,730	-0,199	-0,046	-0,037	0,0025
	0	0,01	0,047	0,821	1,949	-4,107	1,734	-0,233	-0,053	-0,043	0,0018
	+0,001	-0,33	0,038	0,819	2,007	-4,288	1,739	-0,270	-0,061	-0,049	0,0011
	+0,002	-0,71	0,028	0,818	2,064	-4,470	1,743	-0,310	-0,068	-0,055	0,0004
	+0,003	-1,11	0,017	0,817	2,122	-4,653	1,748	-0,353	-0,076	-0,061	-0,0004
	+0,004	-1,56	0,006	0,816	2,179	-4,837	1,752	-0,399	-0,084	-0,068	-0,0011
	+0,005	-2,04	-0,005	0,814	2,237	-5,022	1,757	-0,449	-0,093	-0,075	-0,0018
	-0,005	1,25	0,088	0,827	1,661	-3,215	1,712	-0,089	-0,020	-0,017	0,0055

Значения основных характеристик двухлинзовых склеенных объективов («Флинт впереди»)

Комбинация стекол	C	P_0	W_0	m_1	Φ_k	Q_0	$\pi + 1$	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial W}$	ΔW_0	$\frac{\partial \Delta W}{\partial W}$
ТФ2 $n_D = 1,6725$ БФ13 $n_D = 1,6395$	-0,005	0,81	0,167	0,851	2,524	5,445	1,628	-0,189	0,064	0,046	0,0046
	-0,004	0,68	0,170	0,851	2,621	5,699	1,629	-0,225	0,068	0,049	0,0038
	-0,003	0,63	0,173	0,850	2,718	5,953	1,631	-0,265	0,071	0,052	0,0030
	-0,002	0,37	0,176	0,850	2,815	6,208	1,632	-0,308	0,076	0,055	0,0022
	-0,001	0,19	0,180	0,850	2,912	6,464	1,633	-0,355	0,080	0,058	0,0014
	0	0,00	0,183	0,849	3,009	6,720	1,634	-0,406	0,085	0,062	0,0006
	+0,001	-0,21	0,187	0,849	3,106	6,976	1,635	-0,461	0,090	0,065	-0,0003
	+0,002	-0,44	0,191	0,849	3,203	7,233	1,636	-0,521	0,095	0,069	-0,0011
	+0,003	-0,69	0,195	0,848	3,300	7,490	1,638	-0,585	0,101	0,073	-0,0019
	+0,004	-0,95	0,199	0,848	3,396	7,748	1,639	-0,653	0,107	0,078	-0,0027
	+0,005	-1,24	0,204	0,848	3,493	8,005	1,640	-0,727	0,113	0,082	-0,0035
Ф1 $n_D = 1,6128$ БК8 $n_D = 1,5467$	-0,005	1,20	0,177	0,838	1,985	4,444	1,573	-0,097	0,046	0,034	0,0048
	-0,004	1,02	0,182	0,837	2,075	4,707	1,575	-0,126	0,049	0,036	0,0040
	-0,003	0,81	0,188	0,837	2,165	4,972	1,578	-0,159	0,052	0,039	0,0032
	-0,002	0,56	0,194	0,836	2,256	5,237	1,580	-0,195	0,056	0,041	0,0024
	-0,001	0,29	0,200	0,835	2,346	5,503	1,583	-0,235	0,060	0,045	0,0016
	0	-0,02	0,206	0,835	2,436	5,770	1,585	-0,280	0,065	0,048	0,0008
	+0,001	-0,37	0,213	0,834	2,526	6,038	1,588	-0,329	0,070	0,052	0
	+0,002	-0,75	0,220	0,833	2,616	6,307	1,590	-0,383	0,075	0,056	-0,0008
	+0,003	-1,17	0,228	0,833	2,706	6,577	1,592	-0,442	0,081	0,060	-0,0016
	+0,004	-1,63	0,235	0,832	2,798	6,848	1,595	-0,507	0,087	0,064	-0,0024
	+0,005	-2,13	0,244	0,831	2,886	7,120	1,597	-0,577	0,093	0,069	-0,0032

Комбинация стекол	C	P_0	W_0	m_1	Φ_k	Q_0	$\pi + 1$	ΔP_0	$\frac{\partial \Delta P}{\partial W}$	ΔW_0	$\frac{\partial \Delta W}{\partial W}$
Л105 $n_D = 1,5749$ БК8 $n_D = 1,5467$	-0,005	1,20	0,165	0,841	2,320	5,397	1,662	-0,145	0,054	0,038	0,0046
	-0,004	1,01	0,168	0,841	2,441	5,747	1,663	-0,186	0,058	0,041	0,0037
	-0,003	0,80	0,172	0,841	2,561	6,097	1,655	-0,232	0,063	0,045	0,0029
	-0,002	0,56	0,176	0,840	2,682	6,448	1,656	-0,284	0,069	0,049	0,0021
	-0,001	0,29	0,180	0,840	2,803	6,800	1,657	-0,343	0,075	0,053	0,0012
	0	-0,02	0,165	0,839	2,924	7,153	1,669	-0,498	0,081	0,057	0,0004
	+0,001	-0,36	0,190	0,839	3,044	7,507	1,670	-0,479	0,088	0,062	-0,0004
	+0,002	-0,74	0,194	0,839	3,165	7,861	1,672	-0,559	0,095	0,067	-0,0012
	+0,003	-1,16	0,200	0,838	3,285	8,217	1,673	-0,646	0,103	0,073	-0,0021
	+0,004	-1,62	0,205	0,838	3,407	8,573	1,674	-0,741	0,111	0,079	-0,0029
	+0,005	-2,13	0,211	0,837	3,527	8,930	1,676	-0,844	0,120	0,086	-0,0037
$\Phi 9$ $n_D = 1,6140$ БК6 $n_D = 1,5399$	-0,005	1,18	0,181	0,837	1,968	4,430	1,678	-0,107	0,049	0,036	0,0049
	-0,004	1,00	0,186	0,836	2,050	4,673	1,681	-0,136	0,052	0,038	0,0041
	-0,003	0,79	0,192	0,835	2,133	4,917	1,683	-0,168	0,055	0,041	0,0033
	-0,002	0,55	0,197	0,835	2,215	5,162	1,686	-0,204	0,059	0,044	0,0025
	-0,001	0,28	0,204	0,834	2,297	5,408	1,688	-0,244	0,063	0,047	0,0017
	0	-0,02	0,210	0,833	2,390	5,654	1,691	-0,288	0,068	0,050	0,0009
	+0,001	-0,35	0,217	0,832	2,462	5,902	1,693	-0,336	0,072	0,054	0,0001
	+0,002	-0,72	0,224	0,832	2,544	6,150	1,695	-0,386	0,078	0,058	-0,0007
	+0,003	-1,12	0,231	0,831	2,627	6,399	1,698	-0,445	0,083	0,062	-0,0015
	+0,004	-1,55	0,239	0,830	2,709	6,649	1,700	-0,507	0,089	0,066	-0,0022
	+0,005	-2,03	0,247	0,830	2,791	6,900	1,703	-0,574	0,095	0,071	-0,0030

Таблица I.16
Конструктивные элементы алмазчатых дисков

Марка стекла (крон)	$10^4 (r_D - 1)$	ν	Марка стекла (флинт)	$10^4 (r_D - 1)$	ν	r_1	r_2	r_3
FK5	4874	70,4	LaSF8	8072	31,6	0,5839	-0,4818	-0,9737
			LaSF9	8500	32,2	0,5826	-0,4900	-0,9410
FK50	4860	81,5	BaSF13	6974	38,6	0,5862	-0,4478	-1,0843
			BaSF51	7236	38,1	0,5855	-0,4577	-1,0502
			LaF13	7753	37,8	0,5840	-0,4732	-0,9951
			LaF22	7816	37,1	0,5838	-0,4748	-0,9893
			BaSF52	7017	41,0	0,5865	-0,4497	-1,0814
PK1	5037	66,9	BaSF53	7361	32,0	0,5966	-0,4719	-1,1358
			BaSF54	7361	32,2	0,5966	-0,4719	-1,1358
			LaFN11	7567	31,8	0,5960	-0,4794	-1,1086
			LaSF8	8072	31,6	0,5945	-0,4943	-1,0529
PK2	5181	65,1	BaSF53	7361	32,0	0,6055	-0,4787	-1,2277
			LaFN11	7567	31,8	0,6050	-0,4874	-1,1954
PK3	5254	64,7	BaSF53	7351	32,0	0,6099	-0,4817	-1,2777
			LaFN11	7567	31,8	0,6094	-0,4910	-1,2424
PK50	5205	69,7	BaSF14	6995	35,0	0,6079	-0,4608	-1,3142
			LaSF9	8500	32,2	0,6036	-0,5176	-1,0977
PSK2	5686	63,1	BaSF53	7361	32,0	0,6348	-0,4918	-1,6558
			LaFN11	7567	31,8	0,6343	-0,5060	-1,5923
PSK3	5522	63,5	BaSF53	7361	32,0	0,6266	-0,4897	-1,4940
			LaFN11	7567	31,8	0,6251	-0,5018	-1,4438
PSK60	5575	67,5	BaSF14	6995	35,0	0,6292	-0,4633	-1,6629
			LaSF9	8500	32,2	0,6255	-0,5446	-1,3158
PSK51	5878	68,3	BaSF50	7100	36,6	0,6452	-0,4657	-2,0196
			LaFN7	7493	35,0	0,6447	-0,5023	-1,8277

Марка стекала (крон)	$10^4 (n_D - 1)$	ν	Марка стекала (флинт)	$10^4 (n_D - 1)$	ν	r_1	r_2	r_3
PSK52	6030	65,4	BaSF50	7100	36,6	0,6528	-0,4578	-2,2906
			LaFN7	7493	35,0	0,6525	-0,5006	-2,0354
			LaSF9	8500	32,2	0,6503	-0,5698	-1,6792
PSK53	6200	63,5	BaSF50	7100	36,6	0,6608	-0,4443	-2,6876
			LaFN7	7493	35,0	0,6509	-0,4954	-2,3220
			LaSF9	8500	32,2	0,6590	-0,5764	-1,8555
BK1	5100	63,5	SF5	6725	32,2	0,6021	-0,4425	-1,2930
			SF8	6887	31,2	0,6017	-0,4522	-1,2576
BK3	4982	65,1	SF8	6887	31,2	0,5944	-0,4487	-1,1748
BK6	5310	62,1	SF8	6887	31,2	0,6144	-0,4556	-1,4296
BK7	5167	64,2	SF5	6725	32,2	0,6062	-0,4433	-1,3477
BK10	4978	67,0	BaSF53	7361	32,0	0,5928	-0,4687	-1,1006
			LaFN11	7567	31,8	0,5922	-0,4758	-1,0752
			LaSF8	8072	31,6	0,5906	-0,4898	-1,0230
BK13	5212	62,8	SF8	6887	31,2	0,6085	-0,4545	-1,3443
BK50	5100	64,2	SF8	6887	31,2	0,6017	-0,4522	-1,2578
BaLK1	5263	60,0	LaF9	7948	28,4	0,6089	-0,5060	-1,1933
			SF1	7172	29,5	0,6110	-0,4723	-1,3219
			SF15	6988	30,1	0,6114	-0,4616	-1,3631
			SF18	7213	29,3	0,6109	-0,4746	-1,3134
			SF52	6883	30,6	0,6116	-0,4549	-1,3891
BaLK3	5183	60,3	LaF9	7948	28,4	0,6039	-0,5009	-1,1454
			SF1	7172	29,5	0,4698	-0,6061	-1,2620
			SF15	6988	30,1	0,6056	-0,4599	-1,2989
			SF18	7218	29,3	0,6060	-0,4719	-1,2643
			SF52	6883	30,6	0,6068	-0,4537	-1,3220

Продолжение табл. I.16

Марка стекла (крон)	$10^4 (n_D - 1)$	v	Марка стекла (флинт)	$10^4 (n_D - 1)$	v	r_1	r_2	r_3
K3	5182	59,0	LaF9	7948	28,4	0,6039	-0,5008	-1,1447
K3	5182	59,0	SF3	7398	28,2	0,6055	-0,4804	-1,2217
			SF10	7280	28,4	0,6058	-0,4751	-1,2415
			SF18	7213	29,3	0,6059	-0,4718	-1,2535
			SF53	7280	28,7	0,6058	-0,4751	-1,2414
			SF54	7406	26,1	0,6054	-0,4807	-1,2204
K4	5189	57,4	SF3	7398	28,2	0,6059	-0,4807	-1,2265
			SF4	7550	27,6	0,6066	-0,4871	-1,2027
			SF10	7280	28,4	0,6062	-0,4753	-1,2465
			SF13	7405	27,6	0,6059	-0,4810	-1,2252
			SF55	7616	27,0	0,6053	-0,4897	-1,1930
K5	5224	59,5	LaF9	7948	28,4	0,6066	-0,5036	-1,1896
			SF1	7172	29,5	0,6086	-0,4712	-1,2923
			SF15	6988	30,1	0,6091	-0,4608	-1,3312
			SF18	7213	29,3	0,6085	-0,4733	-1,2841
K7	5110	60,4	LaF9	7948	28,4	0,5995	-0,4961	-1,1047
			SF1	7172	29,5	0,6017	-0,4671	-1,2117
			SF15	6988	30,1	0,6021	-0,4579	-1,2452
			SF18	7213	29,3	0,6016	-0,4590	-1,2047
			SF53	7280	28,7	0,6014	-0,4721	-1,1937
K10	6013	56,4	SF14	7616	26,5	0,5943	-0,4795	-1,0891
			SF56	7844	26,1	0,5936	-0,4864	-1,0635
K11	5000	61,4	LaF9	7948	28,4	0,5925	-0,4884	-1,0465
			SF1	7172	29,5	0,5948	-0,4624	-1,1407
			SF15	6988	30,1	0,5953	-0,4542	-1,1697
			SF18	7213	29,3	0,5947	-0,4642	-1,1346

Продолжение табл. I.16

Марка стекла (кrown)	$10^4 (n_D - 1)$	v	Марка стекла (флинт)	$10^4 (n_D - 1)$	v	r_1	r_2	r_3
K50	5225	60,2	LaF9	7948	28,4	0,6065	-0,5035	-1,1701
ZK1	5331	58,0	SF3	7398	28,2	0,6144	-0,4864	-1,3273
ZK1	5331	58,0	SF10	7280	28,4	0,6147	-0,4803	-1,3513
			SF18	7213	29,3	0,6149	-0,4765	-1,3659
			SF53	7280	23,7	0,6147	-0,4803	-1,3511
ZK2	5208	60,1	LaF9	7948	28,4	0,6055	-0,5025	-1,1601
			SF1	7172	29,5	0,6077	-0,4706	-1,2804
			SF15	6988	30,1	0,6081	-0,4605	-1,3185
			SF18	7213	29,3	0,6076	-0,4728	-1,2724
			SF52	6883	30,6	0,6083	-0,4541	-1,3425
			SF53	7280	28,7	0,6074	-0,4761	-1,2599
ZK5	5337	55,3	SF13	7405	27,6	0,6148	-0,4870	-1,3303
			SF14	7616	26,5	0,6142	-0,4970	-1,2915
			SF56	7844	28,1	0,6236	-0,5065	-1,2544
ZKN7	5084	61,2	LaF9	7948	28,4	0,5978	-0,4943	-1,0903
			SF1	7172	29,5	0,6000	-0,4661	-1,1940
			SF15	6988	30,1	0,6005	-0,4571	-1,2263
			SF18	7213	29,3	0,5999	-0,4679	-1,1873
			SF52	6883	30,6	0,6007	-0,4515	-1,2465
BaK1	5724	57,5	LaF9	7948	28,4	0,6355	-0,5291	-1,5298
BaK2	5309	69,7	LaF9	7948	28,4	0,6170	-0,5139	-1,2800
			SF1	7172	29,5	0,6190	-0,4755	-1,4327
			SF8	6887	31,2	0,6195	-0,4558	-1,5133
			SF15	6988	60,1	0,6193	-0,4632	-1,4827

Продолжение табл. I.16

Марка стекла (круп)	$10^6 (n_D - 1)$	v	Марка стекла (флинт)	$10^6 (n_D - 1)$	v	r_1	r_2	r_3
BaK3	5646	55,9	SF1	7172	29,5	0,6329	-0,4773	-1,6777
			SF3	7398	28,2	0,6325	-0,4941	-1,6020
			SF10	7280	28,4	0,6327	-0,4857	-1,6395
			SF54	7406	26,1	0,6325	-0,4947	-1,5996
BaK4	5687	56,1	SF1	7172	29,5	0,6351	-0,4770	-1,7254
			SF3	7398	28,2	0,6847	-0,4945	-1,6446
			SF15	6988	30,1	0,6354	-0,4605	-1,8047
			SF18	7213	29,3	0,6351	-0,4804	-1,7094
			SF53	7280	28,7	0,6350	-0,4858	-1,6844
BaK5	5566	58,7	LaF9	7948	28,4	0,6266	-0,5225	-1,4003
			SF1	7172	29,5	0,6285	-0,4774	-1,5915
			SF8	6887	31,2	0,6289	-0,4539	-1,6965
			SF15	6988	30,1	0,6288	-0,4628	-1,6563
			SF52	6883	30,6	0,6289	-0,4536	-1,6983
BaK6	5744	56,4	LaF9	7948	28,4	0,6365	-0,5298	-1,5470
			SF1	7172	29,5	0,6381	-0,4763	-1,7940
			SF15	6988	30,1	0,6383	-0,4588	-1,8816
			SF18	7213	29,3	0,6381	-0,4800	-1,7764
SK3	6087	58,9	BaSF53	7361	32,0	0,6556	-0,4855	-2,2060
			LaFN11	7567	31,8	0,6553	-0,5064	-2,0828
SK4	6126	58,6	BaSF53	7361	32,0	0,6574	-0,4839	-2,2771
			LaFN11	7567	31,8	0,6572	-0,5055	-2,1444
SK5	5890	61,3	BaSF53	7361	32,0	0,6456	-0,4909	-1,9016
			LaFN11	7567	31,8	0,6452	-0,5081	-1,8143
SK7	6072	59,5	BaSF53	7361	32,0	0,6548	-0,4861	-2,1795
			LaFN11	7567	31,8	0,6545	-0,5067	-2,0596

Продолжение табл. 1.16

Марка стекла (крон)	$10^4 (n_D - 1)$	v	Марка стекла (флинт)	$10^4 (n_D - 1)$	v	r_1	r_2	r_3
SK8	6110	55,9	LaF9	7948	28,4	0,6558	-0,5381	-1,9402
SK9	6140	55,2	LaF9	7948	28,4	0,6572	-0,5383	-1,9779
SK10	6227	56,9	BaSF53	7361	32,0	0,6622	-0,4785	-2,4817
SK15	6229	58,1	BaSF53	7361	32,0	0,6623	-0,4784	-2,4860
			LaFN11	7567	31,8	0,6622	-0,5024	-2,3232
SK16	6203	60,3	LaSF8	8072	31,6	0,6602	-0,5481	-2,0114
SKN18	6203	60,3	BaSF53	7361	32,0	0,6694	-0,4667	-2,8815
SK51	6208	60,3	LaSF8	8072	31,6	0,6604	-0,5481	-2,0181
KF1	5403	51,1	SF57	8464	23,8	0,6157	-0,5316	-1,2125
KF2	5262	51,0	SF57	8464	23,8	0,6072	-0,5212	-1,1320
KF3	5145	64,7	SF6	8049	25,4	0,6013	-0,5014	-1,1122
			SF11	7645	25,8	0,6019	-0,4952	-1,1360
			SF14	7616	26,5	0,6026	-0,4873	-1,1656
			SF56	7844	26,1	0,6019	-0,4952	-1,1360
KF6	5173	52,2	SF57	8464	23,8	0,6018	-0,5143	-1,0850
KF9	5233	51,5	SF57	8464	23,8	0,6055	-0,5190	-1,1164
BaLF2	5709	50,9	SF6	8049	25,4	0,6343	-0,5336	-1,4945
			SF11	7645	25,8	0,6349	-0,5230	-1,5408
BaLF3	5713	52,9	SF13	7405	27,6	0,6361	-0,4953	-1,6690
			SF14	7616	26,5	0,6356	-0,5096	-1,6041
			SF56	7844	26,1	0,6351	-0,5231	-1,5441
BaLF4	5795	53,7	SF3	7398	28,2	0,6405	-0,4949	-1,7647
			SF4	7550	27,6	0,6402	-0,5063	-1,7101
			SF10	7280	28,4	0,6407	-0,4852	-1,8121
			SF13	7405	27,6	0,6405	-0,4955	-1,7618
			SF55	7616	27,0	0,6401	-0,5109	-1,6884

Продолжение табл. 1.16

Марка стекла (крон)	$10^4 (n_D - 1)$	v	Марка стекла (флинт)	$10^4 (n_D - 1)$	v	r_1	r_2	r_3
BaLF5	5473	53,6	SF6	8049	25,4	0,6210	-0,5220	-1,3148
			SF11	7845	25,8	0,6216	-0,5135	-1,3494
			SF14	7616	26,5	0,6222	-0,5027	-1,3932
			SF56	7844	26,1	0,6216	-0,5135	-1,3494
BaLF6	5889	53,0	SF3	7398	28,2	0,6455	-0,4942	-1,8834
			SF4	7550	27,6	0,6452	-0,5068	-1,8198
			SF10	7280	28,4	0,6456	-0,4835	-1,9390
			SF13	7405	27,6	0,6455	-0,4949	-1,8800
			SF55	7616	27,0	0,6451	-0,5118	-1,7948
BaLF7	5886	51,1	SF6	8049	25,4	0,6440	-0,5402	-1,6554
			SF11	7845	25,8	0,6445	-0,5277	-1,7142
			SF14	7616	26,5	0,6450	-0,5118	-1,7913
			SF56	7844	26,1	0,6445	-0,5277	-1,7142
BaLF50	5888	51,4	SF6	8049	25,4	0,6441	-0,5403	-1,6572
			SF11	7845	26,8	0,6446	-0,5278	-1,7161
			SF14	7616	26,5	0,6451	-0,5118	-1,7934
			SF56	7844	26,1	0,6446	-0,5278	-1,7162
			SF6	8049	25,4	0,6360	-0,5348	-1,5194
			SF11	7845	25,8	0,6365	-0,5240	-1,5675
			SF14	7616	26,5	0,6370	-0,5101	-1,6298
			SF56	7844	26,1	0,6365	-0,5239	-1,5676
SSK1	6171	53,9	LaF9	7948	28,4	0,6588	-0,5384	-2,0205
SSK3	6147	51,2	SF3	7398	28,2	0,6584	-0,4871	-2,2902
			SF4	7550	27,6	0,6588	-0,5033	-2,1897
			SF10	7280	28,4	0,6585	-0,4733	-2,3808
			SF13	7405	27,6	0,6564	-0,4880	-2,2846
			SF55	7616	27,0	0,6582	-0,5098	-2,1509

Продолжение табл. 1.16

Марка стекла (кров)	$10^4 (n_D - 1)$	ν	Марка стекла (фаялит)	$10^4 (n_D - 1)$	ν	r_1	r_2	r_3
SSK4	6176	55,1	LaF9	7948	28,4	0,6590	-0,5384	-2,0267
SSKN8	6176	49,8	SF6	8049	25,4	0,6589	-0,6462	-1,9848
			SF11	7645	25,8	0,6593	-0,5300	-2,0753
			SF13	7405	27,6	0,6598	-0,4867	-2,3397
			SF14	7616	26,5	0,6596	-0,5091	-2,1982
SSK50	6179	52,6	SF1	7172	29,5	0,6599	-0,4557	-2,5511
			SF18	7213	29,3	0,6599	-0,4625	-2,5095
			SF53	7280	28,7	0,6599	-0,4714	-2,4464
SSK51	6035	53,6	SF1	7172	29,5	0,6530	-0,4664	-2,2445
			SF3	7398	28,2	0,6529	-0,4912	-2,0964
			SF18	7213	29,3	0,6530	-0,4713	-2,2142
			SF53	7280	28,7	0,6530	-0,4789	-2,1676
LaKN6	6424	58,0	LaFN11	7567	31,8	0,6713	-0,4925	-2,7502
LaKN7	6515	58,5	LaSF8	8072	31,6	0,6750	-0,5469	-2,5222
LaK8	7129	53,8	LaSF8	8072	31,6	0,7009	-0,5051	-4,7607
LaKN14	6967	55,4	LaSF8	8072	31,6	0,6945	-0,5219	-3,8694
LaKN16	7334	51,0	LaSF8	8072	31,6	0,7082	-0,4751	-6,7352
LaK17	7883	50,5	LaSF9	8500	32,2	0,7274	-0,4708	-17,9987
LaK21	6404	60,1	LaSF8	8072	31,6	0,6699	-0,5478	-2,3167
LaK22	6510	55,9	BaSF54	7361	32,2	0,6749	-0,4538	-3,3046
			LaFN11	7567	31,8	0,6751	-0,4862	-2,9900
LaK23	6687	57,4	LaSF8	8072	31,6	0,6828	-0,5402	-2,9150
LaK24	6967	56,2	LaSF8	8072	31,6	0,6945	-0,5219	-3,8694
KzFS1	6130	44,3	SF58	9173	21,5	0,6535	-0,6051	-1,6239
KzFS2	5577	53,9	SF13	7405	27,6	0,6288	-0,4936	-1,5327
			SF14	7616	26,5	0,6281	-0,5062	-1,4793
			SF56	7844	26,1	0,6275	-0,5181	-1,4292

Продолжение табл. I.16

Марка стекла (крон)	$10^4 (n_D - 1)$	ν	Марка стекла (флинт)	$10^4 (n_D - 1)$	ν	r_1	r_2	r_3
KzFSN4	6133	44,3	SF58	9173	21,5	0,6537	-0,6053	-1,6265
KzFS6	5919	48,5	SF57	8464	23,8	0,6446	-0,5629	-1,5856
BaF2	5696	49,4	SF57	8464	23,8	0,6324	-0,5509	-1,4061
BaF4	6055	43,9	SF58	9173	21,5	0,6497	-0,6002	-1,5616
BaF5	6072	49,4	SF6	8049	25,4	0,6536	-0,5448	-1,8547
			SF11	7845	25,8	0,6541	-0,5300	-1,9316
			SF14	7616	26,5	0,6545	-0,5111	-2,0347
BaF6	5889	48,7	SF57	8464	23,8	0,6430	-0,5615	-1,5597
BaF8	6236	47,0	SF57	8464	23,8	0,6609	-0,5753	-1,9083
BaF9	6432	48,0	SF6	8049	25,4	0,6712	-0,5464	-2,3790
BaF9	6432	48,0	SF11	7845	25,8	0,6715	-0,5250	-2,5198
			SF13	7405	27,6	0,6716	-0,4692	-2,9644
			SF14	7616	26,5	0,6716	-0,4953	-2,7197
BaFN10	6699	47,1	SF4	7550	27,6	0,6831	-0,4643	-3,7285
			SF55	7616	27,0	0,6832	-0,4757	-3,5903
BaF13	6688	45,0	SF14	7616	26,5	0,6828	-0,4770	-3,5430
			SF57	8464	23,8	0,6823	-0,5803	-2,5985
BaF50	6826	44,5	SF11	7845	25,8	0,6687	-0,4999	-3,6897
			SF14	7616	27,0	0,6883	-0,4698	-4,2308
			SF57	8454	23,8	0,6884	-0,5781	-2,9021
BaF51	6521	44,9	SF57	8464	28,8	0,6746	-0,5805	-2,3001
LF1	5730	42,6	SF59	9521	20,4	0,6311	-0,5852	-1,2867
LF6	5672	42,8	SF59	9521	20,4	0,6279	-0,5801	-1,2527
LF8	5643	43,8	SF59	9521	20,4	0,6263	-0,5776	-1,2361
BaSF5	6031	42,5	SF59	9521	20,4	0,6474	-0,6101	-1,4868
BaSF6	6674	41,9	SF58	9173	21,5	0,6800	-0,6327	-2,2191
BaSF51	7236	38,1	SF59	9521	20,4	0,7036	-0,6713	-3,0509
BaSF52	7017	41,0	SF58	9173	21,5	0,6952	-0,6408	-2,8039

Продолжение табл. I.16

Марка стекла (Крон)	$10^4 (n_D - 1)$	v	Марка стекла (Флинт)	$10^4 (n_D - 1)$	v	r_1	r_2	r_3
LaFN8	7350	41,6	SF6	8049	25,4	0,7087	-0,4669	-7,1581
			SF57	6464	23,8	0,7096	-0,6476	-5,0558
LaF13	7753	37,8	SF57	8464	23,8	0,7234	-0,4893	-11,5461
			SF58	9173	21,5	0,7242	-0,6216	-5,8146
LaF22	7816	37,1	SF58	9173	21,5	0,7265	-0,6168	-6,3710
			SF59	9521	20,4	0,7261	-0,6643	-5,2829
LaF23	6889	49,5	LaF9	7948	28,4	0,6913	-0,5101	-3,7633
LLF1	6480	45,8	SF58	9173	21,5	0,6180	-0,5557	-1,1797
LLF2	5406	47,2	SF58	9173	21,5	0,6136	-0,5493	-1,1399
LLF4	5613	45,2	SF58	9173	21,5	0,6256	-0,5669	-1,2552
LLF7	5487	45,4	SF58	9173	21,5	0,6184	-0,5583	-1,1834
TiF1	5111	51,0	SF57	8464	23,8	0,5979	-0,5093	-1,0534
TiF2	5325	46,0	SF58	9173	21,5	0,6088	-0,5420	-1,0982
KzF1	5510	49,7	SF57	8464	13,8	0,6219	-0,5391	-1,2790
KzF2	5294	51,7	SF57	8464	23,8	0,6091	-0,5236	-1,1493
LaKN19	7548	53,1	LaF13	7753	37,8	0,7098	-0,3037	∞
			LaF22	7816	37,1	0,7115	-0,3355	∞

3. РАСЧЕТ ТРЕХЛИНЗОВЫХ СКЛЕЕННЫХ ОБЪЕКТИВОВ

Тройной склеенный объектив по сравнению с двухлинзовым обладает лишним параметром (не считая показателя преломления третьего стекла), позволяющим исправить еще одну aberrацию, при любой комбинации марок стекол.

Расчет ведется по такому же методу, что и расчет двухлинзового склеенного объектива, но с той разницей, что для тройного объектива можно давать не только значения основных параметров P и C , но еще и W .

Рассмотрим случай, представляющий наибольший практический интерес, когда первая и последняя линзы изготовлены из

одной и той же марки стекла. Объектив полагаем бесконечно тонким, т. е.

$$d_1 = d_2 = d_3 = 0.$$

Фокусное расстояние примем равным единице. Величины φ_1 , φ_2 и φ_3 определяются из условий

$$C = \frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} + \frac{\varphi_3}{v_3}, \quad \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 1,$$

где v_k — коэффициент дисперсии линзы k .

Из этих уравнений следует:

$$\varphi_2 = a + b\varphi_1; \quad v = \frac{1}{n}; \quad \dot{v} = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C};$$

$$a = \frac{\dot{v}_2(1 + \dot{v}_3 C)}{v_2 - v_3}; \quad b = \frac{\dot{v}_2}{v_2 - v_3} \frac{\dot{v}_3 - \dot{v}_1}{v_1};$$

$b = 0$, если $n_4 = n_2$.

Параксальные «углы» α выражаются следующим образом через ρ_1 и φ_1 :

$$\alpha_1 = 0; \quad \alpha_2 = (1 - v_2) \rho_1; \quad \alpha_3 = (1 - v_3) \rho_1 + \frac{v_2 - v_3}{1 - v_2} \varphi_1;$$

$$\alpha_4 = (1 - v_4) \rho_1 + \frac{v_2 - v_3}{1 - v_3} a; \quad \alpha_5 = 1.$$

Введем следующие обозначения:

$$m = \frac{(1 - v_2)(1 - v_3)}{v_2 - v_3}; \quad k = \frac{1}{m[(v_2 - v_3)a - (1 - v_2)]};$$

$$t = v_2 a^2 - (1 + v_2)a + \frac{m}{1 - v_2}.$$

Составляем выражения для параметров W и P :

$$mW = m[(v_2 - v_3)a - (1 + v_2)] \rho_1 + \\ + (v_2 + v_3)a\varphi_1 - (1 + v_2)a + v_2 a^2 + \frac{m}{1 - v_2};$$

$$mP = m[1 + 2v_2 - 2(v_2 - v_3)a] \rho_1^2 - \\ - \left[m \frac{2 + v_2}{1 - v_2} + 2(1 - 2v_2)a - (1 - 4v_2)a^2 \right] \rho_1 + \\ + 2(1 - 2v_2 - 2v_3)a\rho_1\varphi_1 + \frac{2v_2 + v_3}{1 - v_3} a^2 \varphi_1 + \frac{v_2 + 2v_3}{1 - v_2} a\varphi_1^2 - \\ - \frac{2 + v_2}{1 - v_2} a + \frac{a^2}{m} + \frac{v_2(1 + v_2 - 2v_3)}{(1 - v_2)(1 - v_3)} a^3 + \frac{1}{(1 - v_2)^2}.$$

Выражаем ρ_1 через φ_1 : $\rho_1 = l - (v_2 + v_3) ak\varphi$, где $l = k(mW - i)$, и, подставляя его в выражение для P , получаем

$$mP = \left\{ (v_2 + v_3) ak [(v_2 + v_3) kmq - 2(1 - 2v_2 - 2v_3)] + \right. \\ \left. + \frac{v_2 + 2v_3}{1 - v_2} \right\} a\varphi^2 + \left\{ (v_2 + v_3) k \left[\left(\frac{2 + v_2}{1 - v_2} - 2lq \right) m - ap \right] + \right. \\ \left. + 2(1 - 2v_2 - 2v_3)l + \frac{(2v_2 + v_3)a}{1 - v_2} \right\} a\varphi_1 - \left(\frac{2 + v_2}{1 - v_2} - lq \right) lm + alp + \\ + \left[\frac{v_2(1 + v_2 - 2v_3)}{(1 - v_2)(1 - v_3)} a^2 + \frac{1 + 2v_2}{m} a - \frac{2 + v_2}{1 - v_2} \right] a + \frac{m}{(1 - v_2)^2},$$

где

$$p = 2(1 + 2v_2) + (1 - 4v_2) a; \quad q = 1 + 2v_2 - 2(v_2 - v_3) a.$$

Последовательность операций следующая:

- 1) по заданной величине C вычисляются φ_2 , a и b (если $n_2 \neq n_4$);
- 2) вычисляются коэффициенты m , k , t ;
- 3) по заданной величине W вычисляется коэффициент l ;
- 4) составляется и решается уравнение для mP как функция от φ_1 ;
- 5) по значениям корней φ_1 и φ_1' находят ρ_1 , α_2 , α_3 и α_4 и ρ_2 , ρ_3 и ρ_4 ;
- 6) выполняется проверочный расчет значений параметров C , W и P ;
- 7) вводятся толщины, вычисляются новые значения основных параметров C , W и P , определяются сферическая и сферохроматическая аберрации;
- 8) на основании полученных значений сумм и аберраций дается второе приближение.

Рассмотрим теперь случай, когда $n_2 \neq n_4$. Применение различных марок стекла для крайних линз целесообразно, если необходимо добиваться рекордных результатов в отношении остаточных сферических и хроматических аберраций.

Если $n_2 \neq n_4$, можно все же использовать описанную выше методику решения, но вместо n следует брать среднее арифметическое $\frac{n_2 + n_4}{2}$.

Получив φ_2 из первого уравнения, можно выполнять все вычисления по изложенной выше последовательности, а на последнем этапе, после получения нескольких значений аберраций, ввести поправки к параметрам C , W и P и приступить ко второму приближению.

Вся последовательность операций 1—7 может быть выполнена на ЭВМ. В ГОИ разработана специальная программа для этой цели.

Аберрации высших порядков трехлинзовых склеенных объективов были подробно исследованы А. И. Слюсаревой-Ильиной [8, 9]. Результаты этих исследований коротко могут быть изложены следующим образом.

Если для трехлинзового объектива применены те же сорта стекол, что и для двухлинзового склеенного, то при одинаковых значениях основных параметров C , W и P коэффициенты a и b сферической аберрации высших порядков, определяемые из разложений в ряд продольной сферической аберрации

$$\delta s' = -\frac{1}{2} \frac{h^2}{f} S_1 + a \frac{h^4}{f^3} + b \frac{h^6}{f^5},$$

имеют практически одинаковые значения для обоих типов объективов. Аналогичные результаты были получены и для наклонных пучков с той только разницей, что аберрации трехлинзового склеенного объектива в некоторых случаях оказываются несколько меньше.

Эти выводы подтверждаются также тем, что наибольшая кривизна внутренних поверхностей как в двухлинзовом, так и в трехлинзовом вариантах имеет в большинстве случаев весьма близкие значения.

Из изложенного выше вытекает такой вывод. Основное преимущество трехлинзового склеенного объектива по сравнению с двухлинзовым склеенным заключается в том, что в первом случае при заданной заранее комбинации стекол можно, в принципе, благодаря наличию лишнего параметра удовлетворить трем условиям исправления аберраций: хроматической, сферической и комы, в то время как во втором случае можно удовлетворить только двум условиям.

Однако, если конструктор располагает свободой выбора стекол, целесообразнее применять двухлинзовую склеенную конструкцию, подбирая с помощью изложенных ранее приемов марки стекол таким образом, чтобы конструкция удовлетворяла условно исправления комы.

4. РАСЧЕТ ДВУХЛИНЗОВЫХ НЕСКЛЕЕННЫХ ОБЪЕКТИВОВ

Основные уравнения

Двухлинзовые несклеенные объективы в отличие от двухлинзовых склеенных обладают одним лишним параметром: четвертым радиусом кривизны; в отношении числа радиусов они не отличаются от трехлинзовых склеенных. При заданных стеклах, т. е. при заданных значениях показателей преломления и дисперсиях, они имеют три степени свободы: три радиуса кривизны (фокусное расстояние, как условлено, принято за единицу). Следовательно, можно получить для трех из основных параметров P , W , C и π заданные наперед значения, по крайней мере, теоретически. Прак-

тически параметр λ должен быть исключен, так как только при очень больших значениях оптических сил отдельных линз объектива можно получить для него значения, сколь-нибудь заметно отличающиеся от 0,7; но параметрам P , W и C можно давать любые значения в широких пределах.

В качестве переменных, определяющих форму (конструктивные элементы) двухлинзовой несклеенной системы, можно принять оптическую силу φ_1 первой линзы и кривизны ρ_1 и ρ_3 первой и третьей поверхностей. Остальные конструктивные элементы определяются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \rho_2 &= \rho_1 - \frac{\varphi_1}{n_2 - 1}; \\ \rho_4 &= \rho_3 - \frac{\varphi_2}{n_4 - 1} = \rho_3 - \frac{1 - \varphi_1}{n_4 - 1}. \end{aligned} \right\} \quad (1.20)$$

Для вычисления основных параметров P и W при данном выборе переменных удобнее всего пользоваться формулами, выражающими суммы Зейделя S_I и S_{II} при $y_1 = 0$ через инварианты Q , и величины $\Delta \frac{1}{ns}$. Заметим, что при $h = 1$, имеем:

$$\left. \begin{aligned} P &= \sum \left(\frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \Delta \frac{\alpha}{n} = + \sum Q_s^2 \Delta \frac{1}{ns}; \\ W &= \sum \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{\alpha}{n} = - \sum Q_s \Delta \frac{1}{ns}. \end{aligned} \right\} \quad (1.21)$$

По формулам, приведенным в [7, стр. 91], при $s_1 = \infty$ имеем:

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &= n_1 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{s_1} \right) = \rho_1 - \frac{1}{s_1} = \rho_1; \\ Q_2 &= n_2 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{s_2'} \right) = \rho_2 - \varphi_1 = \rho_1 - \frac{\varphi_1}{n_2 - 1} - \varphi_1 = \rho_1 - \varphi_1 \frac{n_2}{n_2 - 1}; \\ Q_3 &= n_3 \left(\frac{1}{r_3} - \frac{1}{s_3} \right) = \rho_3 - \varphi_1; \\ Q_4 &= n_4 \left(\frac{1}{r_4} - \frac{1}{s_4} \right) = \rho_4 - 1 = \rho_3 - \frac{1 - \varphi_1}{n_4 - 1} - 1. \end{aligned} \right\} \quad (1.22)$$

Для нахождения величин $\Delta \frac{1}{ns}$ необходимо вычислить последовательные значения $\frac{1}{s}$; для этого служит общая формула

$$\frac{n_k'}{s_k'} - \frac{n_k}{s_k} = (n_k' - n_k) \rho_k,$$

которую для бесконечно тонкой системы можно переписать в таком виде:

$$\frac{n_{k+1}}{s_{k+1}} - \frac{n_k}{s_k} = (n_{k+1} - n_k) \rho_k. \quad (I.23)$$

Опуская довольно длинные, но простые вычисления, приходим к формулам:

$$\left. \begin{aligned} P &= \left(\frac{n_2}{n_2 - 1} \right)^2 \varphi_1^3 - \frac{2n_2 + 1}{n_2 - 1} \varphi_1^2 \rho_1 + \frac{2 + n_2}{n_2} \varphi_1 \rho_1^2 + \\ &+ \left(\frac{n_4}{n_4 - 1} \right)^2 \varphi_2^3 + \frac{3n_4 + 1}{n_4 - 1} \varphi_1 \varphi_2^2 + \frac{3n_4 + 2}{n_4} \varphi_1^2 \varphi_2 - \\ &- \left(\frac{2n_4 + 1}{n_4 - 1} \varphi_2^2 + \frac{4(n_4 + 1)}{n_4} \varphi_1 \varphi_2 \right) \rho_3 + \frac{2 + n_4}{n_4} \varphi_2 \rho_3^2; \\ W &= \frac{n_2 \varphi_1^2}{n_2 - 1} + \frac{n_4}{n_4 - 1} \varphi_2^2 + \frac{2n_4 + 1}{n_4} \varphi_2 \varphi_1 - \\ &- \frac{n_2 + 1}{n_2} \varphi_1 \rho_1 - \frac{n_4 + 1}{n_4} \varphi_2 \rho_3; \\ C &= - \left(\frac{\varphi_1}{v_2} + \frac{\varphi_2}{v_4} \right). \end{aligned} \right\} \quad (I.24)$$

Функция P представляет собой сумму двух выражений: одного, зависящего только от ρ_1 , и другого, зависящего от ρ_3 ; оба содержат ρ в степенях не выше второй. Величины φ_1 и $\varphi_2 = 1 - \varphi_1$, определяются третьим из уравнений (I.24). Таким образом, задача об определении системы, удовлетворяющей заданным наперед величинам P и W , сводится к совместному решению двух уравнений: квадратного относительно неизвестных ρ_1 и ρ_3 и линейного относительно тех же величин. Находим из второго уравнения выражение ρ_3 через ρ_1 , подставляем в первое уравнение для P и полученное квадратное уравнение относительно ρ_1 решаем обычными способами. Из двух получаемых для ρ_1 значений следует обычно брать то, при котором кривизна ρ_1 оказывается меньше по абсолютному значению.

В 1950—1952 гг. в вычислительном бюро ГОИ было выполнено подробное исследование аберрационных свойств двухлинзовых несклеенных объективов применительно к наиболее употребительным маркам оптического стекла, выпускаемого нашей промышленностью. Рассмотрим здесь наиболее существенные результаты этих исследований.

Графики для определения предварительных значений радиусов двойного несклеенного объектива

Хотя для расчета двойных несклеенных объективов составлены программы для ЭВМ на основании формул (I.20, I.24), удобнее (и скорее) использовать специальные графики, позволяющие с трехзначной точностью получить значения двух радиусов; остальные радиусы вычисляются по простым формулам.

В указанной выше работе были рассчитаны кривизны поверхностей бесконечно тонкого двойного несклеенного объектива для ряда комбинаций оптических стекол при различных комбинациях значений основных параметров P , W и C , в частности для случая, когда $P = W = C = 0$. Эти материалы и были использованы для составления графиков. Основное затруднение, встретившееся при их составлении, состояло в том, что конструктивные элементы р

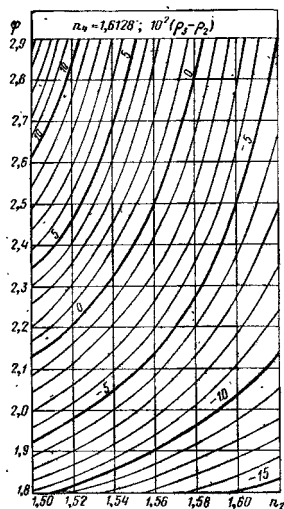


Рис. 1.9

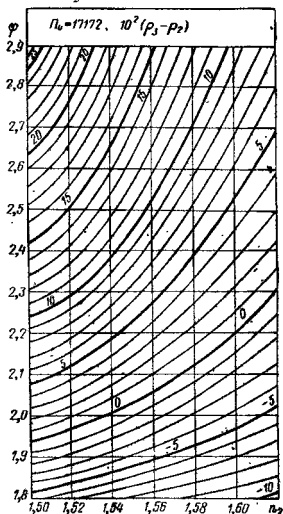


Рис. 1.10

(кривизна поверхностей) являются функциями четырех параметров: n_2 , n_4 , v_3 и v_4 . Введением оптической силы первой линзы $\Phi = \frac{v_3}{v_3 - v_4}$ можно свести число параметров к трем, но и при таком числе графическое представление ρ требует пространственного расположения кривых или очень большого числа графиков, что неудобно для работы и занимает много места.

Рассмотрение результатов предварительных вычислений привело к выводу, что первая кривизна ρ_1 мало зависит от параметра Φ и от показателя флинта. Благоприятной и удобной является и функция $\rho_3 - \rho_2$, представляющая собой очень малую величину

по сравнению с остальными значениями кривизны, что позволяет с помощью сравнительно простых графиков получить большую абсолютную точность.

Функция $(\rho_3 - \rho_2)$ довольно сильно зависит от n (показателя преломления флинта), но по линейному закону: имея графки $(\rho_3 - \rho_2)$ для двух значений n_4 , можно путем линейного интерполирования получить искомое значение $(\rho_3 - \rho_2)$ при любом значении n_4 и заданных Φ (оптическая сила положительной линзы) и n_2 .

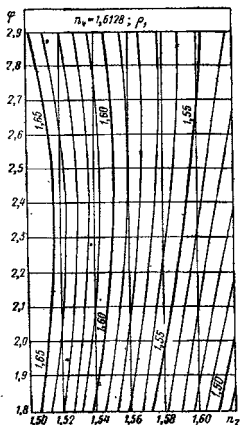


Рис. I.11

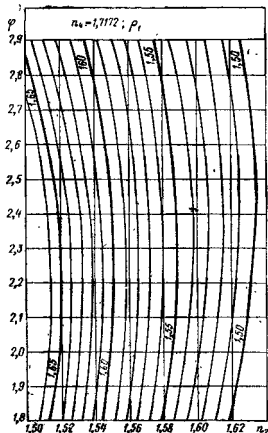


Рис. I.12

На рис. I.9—I.12 приведены графики функций ρ_1 и $\rho_3 - \rho_2$ для двух значений показателя преломления n_4 , а именно 1,6128 и 1,7172 ($\Phi 1$ и $\Phi 2$).

Если показатель преломления n_4 отличен от указанных выше, следует найти искомые величины ρ_1 и $\rho_3 - \rho_2$ для обоих значений n_4 и выполнить линейное интерполирование для требуемого значения n_4 . Величины остальных кривизн вычисляются по формулам:

$$\rho_2 = \rho_1 - \frac{\Phi_1}{n_2 - 1}; \quad \rho_3 = \rho_2 + (\rho_3 - \rho_2) = \rho_1 + (\rho_3 - \rho_2) - \frac{\Phi_1}{n_2 - 1};$$

$$\rho_4 = \rho_3 + \frac{\Phi_1 - 1}{n_4 - 1}.$$

Рис. I.9—I.12 позволяют определить с точностью до 0,001 кривизны двойных бесконечно тонких объективов, у которых

$P = W = 0$, а C — любое (для этого достаточно подобрать такие v_2 и v_4 , чтобы $\frac{v_2}{v_2 - v_4} = \varphi_1$).

Если значения основных параметров P и W двухлинзового объектива отличны от нуля, но не велики (не превышают нескольких десятых по абсолютной величине), конструктивные элементы ρ_1 и $(\rho_3 - \rho_2)$, соответствующие значениям P и W , отличным от нуля, могут быть написаны в виде

$$\rho_1(W, P) = \rho_1(0, 0) + \frac{\partial \rho_1}{\partial W} dW + \frac{\partial \rho_1}{\partial P} dP;$$

$$(\rho_3 - \rho_2)(W, P) = (\rho_3 - \rho_2)(0, 0) + \frac{\partial (\rho_3 - \rho_2)}{\partial W} dW + \frac{\partial (\rho_3 - \rho_2)}{\partial P} dP.$$

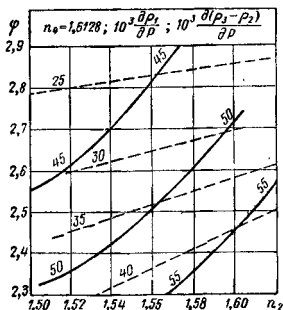


Рис. 1.13

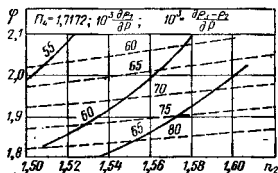


Рис. 1.14

Для производных $\frac{\partial \rho_1}{\partial W}$, $\frac{\partial \rho_1}{\partial P}$, $\frac{\partial (\rho_3 - \rho_2)}{\partial W}$, $\frac{\partial (\rho_3 - \rho_2)}{\partial P}$ составлены графики такого же вида, как для рассмотренных ранее функций ρ_1 и $\rho_3 - \rho_2$. Производные $\frac{\partial \rho_1}{\partial W}$ и $\frac{\partial \rho_1}{\partial P}$ нанесены на рис. 1.13, 1.14, 1.15, 1.16 сплошной чертой, а производные $\frac{\partial (\rho_3 - \rho_2)}{\partial W}$ и $\frac{\partial (\rho_3 - \rho_2)}{\partial P}$ — штриховой. Графики составлены для двух значений n_4 , а именно 1,6128 и 1,7172, и интерполяция по этому параметру может выполняться по линейному закону.

Таким образом, для любых значений P , W и C , мало отличных от нуля, при любых комбинациях марок стекла, не выходящих за пределы каталожных, могут быть получены из графиков конструктивные элементы ρ двухлинзового несклеенного объектива с тремя десятичными знаками — точность вполне достаточная для практики (см. рис. 1.9—1.12).

Следует учесть, что, как правило, двухлинзовые несклеенные объективы применяются для точных оптических приборов (коллиматоры, астрономические и геодезические трубы с сравнительно

небольшими относительными отверстиями, обычно не превышающими 1 : 7). Больших относительных отверстий эти объективы не выдерживают из-за крутизны внутренних поверхностей, граничащих с воздухом и вызывающих полное внутреннее отражение. Важно знать еще до расчета ожидаемые результаты в отношении aberrаций высших порядков. При указанных выше относительных отверстиях можно считать, что продольная сферическая aberrация может быть записана в виде двух членов

$$\delta s_h = -\frac{1}{2} \frac{h^2}{2f} \sum hP + b \frac{h^4}{f^3},$$

где b — коэффициент, не зависящий от фокусного расстояния объектива.

На основании результатов проведенной работы и добавочных вычислений оказалось возможным построить график величин b в зависимости от n_2 и φ при трех значениях n_4 (1,6128, 1,6475 и 1,7172) для совокупности систем, у которых $P = W = 0$ (рис. 1.17, 1.18, 1.19). Зависимость b от значений P и W для

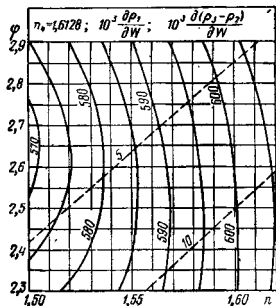


Рис. 1.15

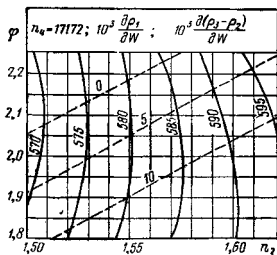


Рис. 1.16

комбинации $n_2 = 1,5163$, $v = 64,0$; $n_4 = 1,6128$, $v = 36$ показана на рис. 1.20. При переходе к другим комбинациям стекла эта зависимость меняется лишь количественно, но имеет тот же характер.

Кроме перечисленных величин приведены (табл. 1.17, 1.18) для ряда конкретных комбинаций стекол (флинты Ф1, ТФ3; кроны К8, К14, БК8, ТК23, ТК2) коэффициенты при различных степенях ρ выражений (1.24) для P и W , представленных для краткости в следующем виде:

$$P = ap_1^2 + bp_1 + cp_3 + dp_5 + e;$$

$$W = fp_1 + gp_3 + h.$$

С помощью табл. I.17, I.18 можно с любой степенью точности вычислять ρ_1 и ρ_2 для любых значений P и W . Переход к толщинам в двухлинзовом несклеенном объективе при относительном отверстии, не превышающем 1 : 7, очень мало меняет суммы и аберрации, и введение поправок не составляет труда. С этой целью

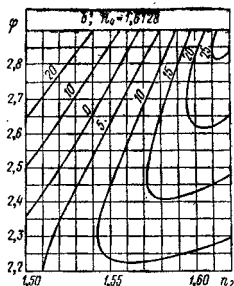


Рис. I.17

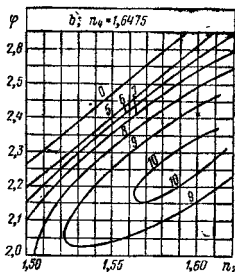


Рис. I.18

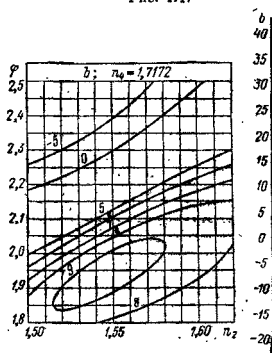


Рис. I.19

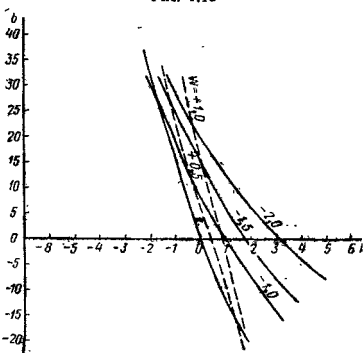


Рис. I.20

можно использовать, с одной стороны, формулы для P и W или графики частных производных от ρ_1 и $(\rho_2 - \rho_1)$ по P и W и, с другой, — табл. I.19—I.21, содержащие для ряда комбинаций стекло частные производные от C , P , W по всем конструктивным элементам. Эти же таблицы могут оказать пользу при пересчете систем на плавки, на пробные стекла и т. д.

Таблица 1.17

Таблица коэффициентов при степенях ρ_1 и ρ_3 в выражениях W и P
 1-я линза — крои; 2-я линза — флинт Ф1 ($n_D = 1,6128$, $v = 36,9$)

Стекло 1-й линзы	c	a	ρ_1^2	f, b	ρ_1	c	ρ_3^2	g, d	ρ_3	h, e
K8 $n_D = 1,5163$; $v = 64,1$	-0,010	W P	+3,454	-2,742 -17,330		-1,097	+0,793 +3,073	+5,24 +26,49		+8,48
	-0,005	W P	+4,466	-3,196 -28,967		-2,074	+1,500 +5,643	+57,27		+12,84
	0,0	W P	+5,476	-3,920 -43,576		-3,051	+2,207 +8,056	+105,69		+18,32
	+0,005	W P	+5,489	-4,644 -61,161		-4,023	+2,913 +10,310	+175,22		+24,93
	+0,010	W P	+7,501	-5,366 -81,717		-5,006	+3,620 +12,406	+269,35		
K14 $n_D = 1,5147$; $v = 60,6$	-0,010	W P	+3,746	-2,680 -20,395		-1,376	+0,995 +3,823	+6,06 +33,83		+9,99
	-0,005	W P	+4,842	-3,464 -34,090		-2,434	+1,761 +6,552	+73,22		+15,22
	0,0	W P	+5,939	-4,249 -51,285		-3,493	+2,526 +9,096	+134,93		+21,78
	0,005	W P	+7,036	-5,034 -71,977		-4,552	+3,292 +11,453	+223,39		+29,66
	0,010	W P	+8,133	-5,813 -96,108		-5,611	+4,058 +13,626	+343,061		
BK8 $n_D = 1,5167$; $v = 62,8$	-0,010	W P	+3,514	-2,523 -17,584		-1,193	+0,863 +3,333	+5,25 +26,60		+8,55
	-0,005	W P	+4,543	-3,262 -29,392		-2,198	+1,590 +5,959	+57,55		+12,98
	0,0	W P	+5,572	-4,001 -44,216		-3,204	+2,317 +8,418	+106,15		+18,57
	+0,005	W P	+6,602	-4,740 -62,057		-4,209	+3,044 +10,709	+175,84		+25,29
	+0,010	W P	+7,681	-5,479 -82,914		-5,214	+3,771 +12,838	+270,08		
TK23 $n_D = 1,5891$; $v = 61,2$	-0,010	W P	+3,589	-2,689 -17,914		-1,320	+0,955 +3,674	+5,27 +26,74		+8,64
	-0,005	W P	+4,641	-3,348 -29,943		-2,363	+1,709 +6,372	+57,89		+13,18
	0,0	W P	+5,692	-4,106 -45,046		-3,405	+2,468 +8,891	+106,66		+18,89
	+0,005	W P	+6,748	-4,864 -63,220		-4,448	+3,217 +11,229	+176,52		+25,78
	+0,010	W P	+7,794	-5,623 -84,468		-5,490	+3,971 +13,387	+270,83		
TK9 $n_D = 1,5724$; $v = 57,5$	-0,010	W P	+4,010	-2,888 -22,551		-1,714	+1,240 +4,715	+6,56 +38,14		+10,97
	-0,005	W P	+5,185	-3,793 -37,711		-2,872	+2,077 +7,626	+82,52		+16,65
	0,0	W P	+6,359	-4,579 -56,731		-4,030	+2,915 +10,314	+151,70		+24,20
	+0,005	W P	+7,584	-5,425 -79,522		-5,188	+3,752 +12,760	+250,58		+33,03
	+0,010	W P	+8,798	-6,271 -105,382		-6,346	+4,589 +15,024	+384,06		

Таблица 1.18

Таблица коэффициентов при степенях ρ_1 и ρ_3 в выражениях W и R
 1-я линза — крои; 2-я линза — флинт ТФЗ ($n_D = 1,7172$, $v = 29,5$)

Стекло 1-й линзы	C		a	ρ_1^2	f, b	ρ_1	c	ρ_3^2	g, d	ρ_3	h, e
К8 $n_D = 1,5163$; $v = 64,1$	-0,010	W	+3,031		-2,169				+0,486		+4,21
		P			-13,340		-0,664		+1,956		+17,96
	-0,005	W	+3,665		-2,623				+0,918		+5,77
		P			-19,506		-1,256		+3,722		+31,45
	0,0	W	+4,299		-3,076				+1,351		+7,75
		P			-26,841		-1,848		+5,511		+50,75
К14 $n_D = 1,5147$; $v = 60,6$	+0,005	W	+4,933		-3,530				+1,784		+10,14
		P			-35,344		-2,440		+7,321		+76,76
	-0,010	W	+5,567		-3,984				+2,216		+12,94
		P			-45,015		-3,032		+9,153		+110,36
		W			-2,280				+0,591		+4,56
		P			-14,764		-0,808		+2,383		+20,84
БК8 $n_D = 1,5467$; $v = 62,8$	-0,005	W	+3,853		-2,757				+1,045		+6,38
		P			-21,588		-1,430		+4,245		+36,64
	0,0	W	+4,520		-3,234				+1,500		+8,65
		P			-29,706		-2,052		+6,132		+59,17
	+0,005	W	+5,137		-3,711				+1,955		+11,23
		P			-39,116		-2,674		+8,042		+89,47
ТК23 $n_D = 1,5891$; $v = 61,2$	+0,010	W	+5,854		-4,188				+2,409		+14,36
		P			-49,820		-3,296		+9,977		+128,60
	-0,010	W	+3,050		-2,190				+0,523		+4,13
		P			-13,249		-0,715		+2,106		+17,44
	-0,005	W	+3,689		-26,49				+0,963		+5,63
		P			-19,374		-1,317		+3,906		+30,57
ТК2 $n_D = 1,5724$; $v = 57,5$	0,0	W	+4,327		-3,107				+1,403		+7,63
		P			-26,658		-1,920		+5,729		+49,35
	+0,005	W	+4,965		-3,563				+1,844		+10,00
		P			-35,103		-2,522		+7,674		+74,65
	-0,010	W	+5,603		-4,023				+2,284		+12,77
		P			-44,708		-3,125		+9,442		+107,32
ТК23 $n_D = 1,5891$; $v = 61,2$	-0,010	W	+3,072		-2,216				+0,570		+4,04
		P			-13,125		-0,780		+2,300		+16,79
	-0,005	W	+3,716		-2,680				+1,021		+5,56
		P			-19,193		-1,398		+4,143		+29,45
	0,0	W	+4,358		-3,144				+1,471		+7,43
		P			-26,409		-2,012		+6,011		+47,56
ТК2 $n_D = 1,5724$; $v = 57,5$	+0,005	W	+5,001		-3,608				+1,921		+9,81
		P			-34,775		-2,629		+7,902		+71,95
	-0,010	W	+5,644		-4,072				+2,372		+12,55
		P			-44,291		-3,245		+9,816		+103,42
	-0,010	W	+3,291		-2,370				+0,710		+4,57
		P			-15,196		-0,971		+2,869		+21,00
ТК2 $n_D = 1,5724$; $v = 57,5$	-0,005	W	+3,980		-2,866				+1,190		+6,88
		P			-22,220		-1,627		+4,841		+37,01
	0,0	W	+4,669		-3,362				+1,669		+8,67
		P			-30,576		-2,233		+6,840		+69,81
	+0,005	W	+5,387		-3,858				+2,149		+11,42
		P			-40,262		-2,940		+8,865		+90,43
ТК2 $n_D = 1,5724$; $v = 57,5$	+0,010	W	+5,046		-4,353				+2,628		+14,64
		P			-51,278		-3,596		+10,918		+129,92

Таблица 1.19
Таблица элементов по конструктивным элементам (при $f = 1000$)

	Конструктивные элементы и средняя дисперсия	n_2									
		$K_8 (n_D = 1,5163; v = 64,1)$					$K_{14} (n_D = 1,5147; v = 60,6)$				
		v	$10^3 C$	S_{II}	S_I	f'	$10^3 C$	S_{II}	S_I	f'	
$\Phi 1$ $n_D = 1,6128; v = 36,9$	ρ_1	-8	0	0	3	-514	-9	0	3	-508	
	ρ_2	-8	4	4	27	-512	-8	4	34	-504	
	ρ_3	15	-5	-5	-33	-508	16	-5	-38	610	
	ρ_4	-16	2	2	6	-502	-16	2	5	-602	
	d_2	0,17	0,08	0,08	0,34	-3,26	0,22	0,11	0,50	-4,0	
	n_2	—	15	15	57	-4540	—	10	60	-4900	
$\Phi 1$ $n_D = 1,6475; v = 33,9$	$(n_F - n_C)_2$	-4570	—	-10	-45	2220	-4970	-12	-60	2540	
	$(n_F - n_C)_4$	2220	—	—	—	—	2540	—	—	—	
	ρ_1	-8	0	0	3	-510	-8	0	3	-507	
	ρ_2	-9	4	4	23	-512	-8	4	28	-504	
	ρ_3	18	-4	-4	-29	-640	20	-4	-32	645	
	d_2	0,15	0,06	0,06	0,26	-636	0,18	0,09	0,40	-636	
$\Phi 3$ $n_D = 1,7172; v = 29,5$	n_2	—	14	14	37	-4080	—	11	50	-4350	
	n_4	—	-8	-8	-33	1730	-4400	-7	-37	1350	
	$(n_F - n_C)_2$	-4110	—	—	—	—	1950	—	—	—	
	$(n_F - n_C)_4$	1730	—	—	—	—	—	—	—	—	
	ρ_1	-8	0	0	3	-511	-8	0	3	-509	
	ρ_2	-10	3	3	16	-511	-8	3	17	-505	
$\Phi 3$ $n_D = 1,7172; v = 29,5$	ρ_3	24	-4	-4	-21	-711	24	-4	-24	712	
	ρ_4	-24	3	3	8	-705	-24	3	8	-705	
	d_2	-0,11	0,03	0,03	0,10	-1,58	-0,13	0,04	0,13	-1,86	
	n_2	—	10	10	17	-3570	—	11	31	-3740	
	n_4	—	-5	-5	-17	1180	-3780	-5	-20	1320	
	$(n_F - n_C)_2$	-3590	—	—	—	—	1320	—	—	—	
	$(n_F - n_C)_4$	1190	—	—	—	—	—	—	—	—	

Т а б л и ц а 1.20
Таблица частных производных от величин C , W , P , f' по конструктивным элементам (при $f' = 1000$)

n_4	Конструктивные элементы и средняя дисперсия	n_4				n_4			
		TK2 ($n_D = 1,5724$; $v = 57,5$)		TK16 ($n_D = 1,6128$; $v = 58,3$)		10°C		10°C	
		S_{II}	S_I	f'	S_{II}	S_I	f'	S_{II}	S_I
$\Phi 1$ $n_D = 1,6128$; $v = 36,9$	ρ_1	-10	3	-567	0	3	-567	-11	3
	ρ_2	-10	39	-567	5	35	-567	-11	35
	ρ_3	17	-41	612	-5	-36	608	16	-36
	ρ_4	-16	4	-601	2	3	600	-17	3
	d_2	0,27	0,63	-5,05	0,14	0,11	-473	0,34	-0,58
	n_2	—	73	-4830	17	72	4420	—	72
	n_4	—	-68	2830	-14	-58	2820	—	-58
	$(n_F - n_C)_2$	-4900	—	—	—	—	—	-4450	—
	$(n_F - n_C)_4$	2940	—	—	—	—	—	2820	—
		—	—	—	—	—	—	—	—
$\Phi 1$ $n_D = 1,6475$; $v = 33,9$	ρ_1	-9	3	-561	0	3	-561	-11	3
	ρ_2	-8	30	-562	4	25	-562	-10	25
	ρ_3	20	-33	644	-5	-28	639	20	-28
	ρ_4	-19	5	-635	2	4	634	-20	4
	d_2	0,22	0,44	-3,50	0,10	0,07	-3,31	0,23	-0,31
	n_2	—	60	-4220	15	40	3890	—	40
	n_4	—	-40	2220	-10	-40	2140	—	-40
	$(n_F - n_C)_2$	-4250	—	—	—	—	—	-3900	—
	$(n_F - n_C)_4$	2200	—	—	—	—	—	2140	—
		—	—	—	—	—	—	—	—
$\Phi 3$ $n_D = 1,7172$; $v = 29,5$	ρ_1	-7	2	-567	0	2	-567	-11	3
	ρ_2	-6	11	-562	3	17	-562	-10	17
	ρ_3	24	-22	713	-4	-20	712	24	-20
	ρ_4	-24	6	-704	3	5	703	-24	5
	d_2	-0,14	0,13	-2,16	0,03	0,04	-2,08	—	0,10
	n_2	—	27	-3550	10	22	3290	—	22
	n_4	—	-20	1470	-6	-18	1420	—	-18
	$(n_F - n_C)_2$	-3600	—	—	—	—	—	-3300	—
	$(n_F - n_C)_4$	1470	—	—	—	—	—	1430	—
		—	—	—	—	—	—	—	—

Таблица 1.21
Таблица частных производных от величин C, W, P, f' по конструктивным элементам (при $f' = 1000$)

n_4	Конструктивные элементы и средняя дисперсия	n_4					n_4				
		БКВ ($n_D = 1.6467; v = 62.8$)					ТКЗ ($n_D = 1.5891; v = 61.9$)				
		10°C	S_{II}	S_I	f'		10°C	S_{II}	S_I	f'	
$\Phi 1$ $n_D = 1.6128; v = 36.9$	ρ_1	-7	0	2	-544		-10	0	3	-585	
	ρ_2	-8	4	29	-542		-8	4	30	-585	
	ρ_3	17	-4	-32	609		16	-4	-31	606	
	ρ_4	-16	2	5	-603		-16	2	4	-601	
	d_2	0.23	0.09	0.40	-3.47		0.26	0.09	0.42	-3.84	
	n_2	—	15	53	-4440		—	13	49	-4250	
	n_4	—	-11	-48	2330		—	-11	-46	2480	
	$(n_F - n_C)_4$	-4440	—	—	—		-4280	—	—	—	
	$(n_F - n_C)_4$	2330	—	—	—		2480	—	—	—	
	$(n_F - n_C)_4$	—	—	—	—		—	—	—	—	
$\Phi 1$ $n_D = 1.5475; v = 33.9$	ρ_1	-8	0	3	-543		-10	0	3	-584	
	ρ_2	-8	4	22	-539		-9	4	25	-582	
	ρ_3	19	-4	-25	645		19	-4	-25	644	
	ρ_4	-18	2	5	-636		-19	2	5	-635	
	d_2	0.18	0.06	0.24	-2.53		0.20	0.07	0.25	-2.77	
	n_2	—	12	37	-3950		—	10	35	-3770	
	n_4	—	-8	-30	1820		—	-8	-30	1910	
	$(n_F - n_C)_4$	-3970	—	—	—		-3800	—	—	—	
	$(n_F - n_C)_4$	1810	—	—	—		1900	—	—	—	
	$(n_F - n_C)_4$	—	—	—	—		—	—	—	—	
$\Phi 3$ $n_D = 1.7172; v = 29.5$	ρ_1	-9	0	3	-540		-10	0	3	-584	
	ρ_2	-8	3	15	-540		-9	3	15	-584	
	ρ_3	24	-4	-18	712		24	-4	-19	711	
	ρ_4	-24	3	7	-704		-24	3	6	-704	
	d_2	-0.13	0.03	0.11	-1.67		-0.15	0.03	0.12	-1.80	
	n_2	—	9	23	-3430		—	8	21	-3260	
	n_4	—	-5	-17	1240		—	-5	-16	1300	
	$(n_F - n_C)_4$	-3450	—	—	—		-3280	—	—	—	
	$(n_F - n_C)_4$	1240	—	—	—		1300	—	—	—	
	$(n_F - n_C)_4$	—	—	—	—		—	—	—	—	

Сферохроматическая aberrация

Эта aberrация является одной из наиболее существенных для длиннофокусных систем средних апертур, и для определения параметра S системы необходимо заранее знать хотя бы приближенно ее значение.

С этой целью для всех подлежащих исследованию двухлинзовых несклеенных объективов были рассчитаны коэффициенты A сферохроматической aberrации, определяемые формулой

$$(s'_F - s'_C)h - (s'_F - s'_C)_0 = A \frac{h^2}{f'} + B \frac{h^4}{f'^3} + C \frac{h^6}{f'^5} \quad (I.25)$$

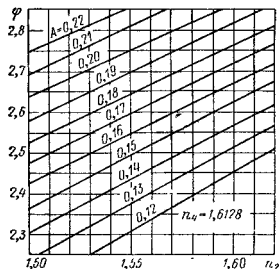


Рис. I.21

и представляющие собой безразмерную величину.

Для освобождения от коэффициентов членов высших по-

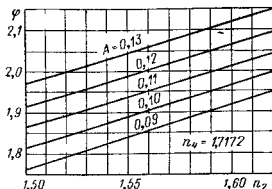


Рис. I.22

рядков B , C и т. д. следует выбрать высоты h , при которых вычисляются величины сферохроматической aberrации, достаточно малыми, чтобы множители $\frac{h^4}{f'^3}$, $\frac{h^6}{f'^5}$ не влияли на результат.

Обработка весьма значительного материала, охватывающего больше сотни объективов с самыми различными характеристиками (P , W , C , а также марок стекол), привела к результатам, которые сведены в табл. I.22—I.24. Значения A приведены для систем, у которых показатели преломления стекла второй линзы равны соответственно 1,6128 и 1,7172 (как у марок Ф1 и ТФ3) при любом значении n в пределах 1,5—1,62 и ϕ в пределах 2,3—2,8 и 1,8—2,1.

Из табл. I.22—I.24 и рис. I.21, I.22 видно, что применение тяжелых флинтгов приводит к меньшим значениям коэффициента A ; уменьшению ϕ соответствует и уменьшение A , т. е. выгодно применять пары стекол с большой разностью значений коэффициентов дисперсии ν .

В табл. I.22—I.24 можно видеть влияние основных параметров P , W и C на значения A . При изменении параметров P и W

Т а б л и ц а 1.22

Зависимость величины коэффициента
сферохроматической аберрации $A_{C, P}$ от C

Марка стекла (хрон)	$P = 0;$					$W = 0$				
	Ф1 (флант)					ТФЭ (флант)				
	$n_D = 1,6128; \nu = 36,3$					$n_D = 1,7172; \nu = 29,9$				
	C					C				
	-0,010	-0,005	0,0	0,005	0,010	-0,010	-0,005	0,0	0,005	0,010
К8 $n_D = 1,5163;$ $\nu = 64,1$	0,03	0,07	0,16	0,25	0,40	0,03	0,06	0,11	0,16	0,24
К14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	0,03	0,09	0,18	0,30	0,45	0,03	0,07	0,11	0,17	0,25
БК8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	0,03	0,07	0,15	0,26	0,41	0,03	0,06	0,10	0,15	0,23
ТК23 $n_D = 1,5891;$ $\nu = 61,2$	0,03	0,07	0,15	0,28	0,44	0,03	0,06	0,10	0,15	0,22
ТК2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	0,04	0,10	0,20	0,32	0,60	0,03	0,07	0,11	0,18	0,26

Таблица 1.23

Зависимость величины коэффициента
сферохроматической аберрации $A_{C,F}$ от P

Марка стекла (кrown)	$W = 0; C = 0$									
	$\Phi 1$ (флинт)					$\Phi 3$ (флинт)				
	$n_D = 1,6128; \nu = 36,9$					$n_D = 1,7172; \nu = 29,9$				
	P					P				
	-2	-1	0	+1	+2	-2	-1	0	+1	+2
K8 $n_D = 1,5163;$ $\nu = 64,1$	0,19	0,18	0,16	0,13	0,11	0,15	0,13	0,11	0,09	0,06
K14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	0,22	0,21	0,18	0,15	0,13	0,16	0,14	0,11	0,09	0,07
BK8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	0,19	0,17	0,15	0,13	0,11	0,15	0,12	0,10	0,08	0,06
TK23 $n_D = 1,5891;$ $\nu = 61,2$	0,20	0,17	0,15	0,13	0,11	0,14	0,12	0,10	0,07	0,05
TK2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	0,22	0,21	0,20	0,17	0,15	0,15	0,14	0,11	0,09	0,07

Таблица 1.24

Зависимость величины коэффициента
сферохроматической аберрации $A_{C.F}$ от W

Марка стекла (крон)	$P = 0; C = 0$									
	$\Phi 1$ (флинт)					$\Gamma \Phi 3$ (флинт)				
	$n_D = 1,6128; \nu = 36,9$					$n_D = 1,7172; \nu = 29,9$				
	W					W				
	-2	-1	0	+1	+2	-2	-1	0	+1	+2
K8 $n_D = 1,5163;$ $\nu = 64,1$	0,13	0,14	0,16	0,20	0,30	0,09	0,10	0,11	0,14	0,22
K14 $n_D = 1,5147;$ $\nu = 60,6$	0,15	0,16	0,18	0,23	0,32	0,11	0,11	0,11	0,15	0,23
БК8 $n_D = 1,5467;$ $\nu = 62,8$	0,14	0,14	0,15	0,20	0,30	0,09	0,09	0,10	0,14	0,21
ТК23 $n_D = 1,5891;$ $\nu = 61,2$	0,13	0,14	0,15	0,21	0,31	0,09	0,09	0,10	0,14	0,22
ТК2 $n_D = 1,5724;$ $\nu = 57,5$	0,17	0,18	0,20	0,25	0,35	0,11	0,11	0,11	0,15	0,24

в положительную сторону коэффициент A , уменьшается, что довольно естественно, так как коэффициенты aberrаций высших порядков также уменьшаются. Увеличение коэффициента A с увеличением параметра C также естественно, так как при этом оптические силы растут по абсолютному значению и кривизны также растут.

Переход от одного типа ахроматизации к другому

Для ряда практических применений двухлинзовых несклеенных объективов необходимо исправлять aberrации последних не для области спектра от C до F , а для какой-нибудь другой области, ограниченной линиями, условно обозначенными через K и L . В дальнейшем будем предполагать, что эти линии находятся в видимой области спектра, в пределах 360—800 нм.

Для бесконечно тонких объективов, изготовленных из обычных марок стекла, ход остаточной хроматической aberrации (вторичный спектр) практически не зависит от выбора применяемых стекол (за исключением небольшого числа специальных стекол типа курц-флинт и ланг-кронов, применяемых лишь для расчета апохроматов), а зависит только от длины волны, для которой кривая вторичного спектра имеет экстремум. Это хорошо известное свойство обычных марок стекла проверено на большом расчетном материале, охватывающем сотни объективов из разных комбинаций стекла.

Из этого свойства вытекает, что если у рассматриваемого объектива с хроматическим исправлением для лучей K и L известна разность отрезков $s'_L - s'_K$ параксиальных лучей, то можно изложенным далее приемом определить разность $s'_F - s'_C$, при которой надо рассчитать объектив, чтобы получить для него требуемое исправление для лучей K и L .

Для решения этой задачи необходимо прежде всего вывести численную зависимость величины s'_λ (точки пересечения луча с длиной волны λ с осью) от величины λ . Условимся принимать фокусное расстояние объектива за единицу.

На рис. 1.23 изображена кривая s'_λ как функция от λ , когда минимум кривой соответствует длине волны $\lambda = 545$ нм, что весьма близко к наиболее часто применяемому «визуальному» исправлению. Кривая имеет несимметричный вид по отношению к вертикальной прямой, проходящей через $\lambda = 545$ нм. Такая несимметричность обуславливается главным образом тем обстоятельством, что в области коротких волн показатели преломления изменяются быстрее, чем в области длинных волн. Более равномерную зависимость s'_λ можно получить, если заменить λ новой

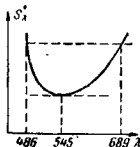


Рис. 1.23

переменной l , связанной с λ такой же зависимостью, что и показатель преломления, а именно:

$$l = \frac{a}{\lambda - \lambda^*}.$$

Коэффициент a можно принимать любым: для удобства вычисления принимаем $a = 1000$. Величина λ^* подбирается так, чтобы кривая $s'(l)$ представляла собой с достаточной для наших расчетов точностью параболу. Путем проб установлено, что величине λ^* следует придать значение 100, если λ выражено в нм.

Для объектива из часто применяемой комбинации стекол К8 и Ф1 были вычислены величины s'_λ в зависимости от λ и C . Результаты этого расчета приведены в табл. I.25.

Т а б л и ц а I.25

Величина S' как функция от λ и C

λ , нм	l	C				
		-0,010	-0,005	0,0	+0,005	+0,010
768,5 (A)	1,496	96,377	96,167	95,877	95,687	95,554
656,3 (C)	1,798	95,924	95,897	95,741	95,674	95,668
589,3 (D)	2,044	95,612	95,715	95,686	95,750	95,873
486,1 (F)	2,590	94,938	95,394	95,711	96,127	96,602
434,1 (G')	2,993	94,459	95,234	95,872	96,620	97,432
404,7 (H)	3,262	94,133	95,170	96,062	97,107	98,206

Обработка результатов, приведенных в табл. I.25 и представленных графически на рис. I.24, привела к выводу, что с точностью, всегда достаточной для практических целей, величина C может быть выражена через C_{KL} с помощью формулы

$$10^4 C = 7,92 [8,50 - (l_K + l_L)] [4,39 - (l_K + l_L)] + \frac{0,792 \cdot 10^4 C_{KL}}{l_L - l_K} \quad (I.26)$$

или при $C_{KL} = 0$

$$10^4 C = 7,92 [8,50 - (l_K + l_L)] [4,39 - (l_K + l_L)], \quad (I.26^*)$$

$$\text{где } l = \frac{1000}{\lambda - 100}.$$

При изложении вопроса о расчете двухлинзовых объективов на стр. 47 была приведена более простая, но менее точная формула

$$C = 0,0089 - 0,00156 (l_K + l_L)$$

при $l = \frac{1000}{\lambda - 200}$.

Для облегчения расчетов по уточненной формуле (I,26*) составлены табл. I.26, I.27. В левой части табл. I.26 приведена

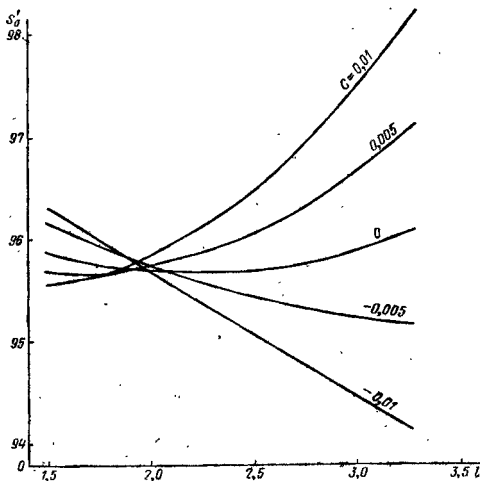


Рис. I.24

зависимость l от λ при значениях λ от 380 до 800 нм через 5 нм, в правой части — для наиболее употребительных значений λ ; в табл. I.27 показана зависимость величины C от суммы $(l_K + l_L)$.

Следует подчеркнуть, что формулы (I.26) и (I.26*) применимы только для видимой области спектра от 400—800 нм и экстраполяция за пределы указываемой области может привести к неправильным результатам.

Таблица 1.26
Зависимость I от λ

λ	I	λ	I	λ	I	λ	I	λ	I
380	3,571							766,5 (A')	1,500
385	3,509							656,3 (C)	1,798
390	3,448							589,3 (D)	2,044
395	3,390							546,1 (e)	2,242
400	3,333	500	2,500	600	2,000	700	1,667	486,1 (F)	2,590
405	3,279	505	2,469	605	1,980	705	1,653	434,1 (G')	2,993
410	3,226	510	2,439	610	1,961	710	1,639	404,7 (h)	3,282
415	3,175	515	2,410	615	1,942	715	1,626		
420	3,125	520	2,381	620	1,923	720	1,613		
425	3,077	525	2,353	625	1,905	725	1,600		
430	3,030	530	2,326	630	1,887	730	1,587		
435	2,985	535	2,299	635	1,869	735	1,575		
440	2,941	540	2,273	640	1,852	740	1,562		
445	2,899	545	2,247	645	1,835	745	1,550		
450	2,857	550	2,222	650	1,818	760	1,538		
455	2,817	555	2,198	655	1,802	755	1,527		
460	2,778	560	2,174	660	1,786	760	1,515		
465	2,740	565	2,151	655	1,770	765	1,504		
470	2,703	570	2,128	670	1,754	770	1,493		
475	2,667	575	2,105	675	1,739	775	1,481		
480	2,632	580	2,083	680	1,724	780	1,471		
485	2,597	585	2,062	685	1,709	785	1,460		
490	2,564	590	2,041	690	1,695	790	1,449		
495	2,532	595	2,020	695	1,681	795	1,439		
500	2,500	600	2,000	700	1,667	800	1,429		

Таблица 1.27

Вспомогательные величины для вычислений
по формулам (1.26), (1.26*)

$t_K + t_L$	$10^4 C$	Δ'	Δ''	$t_K + t_L$	$10^4 C$	Δ'	Δ''
2,8	71,8			5,0	-16,9		
		-11,2				-4,3	
3,0	60,6		-0,6	5,2	-21,2		0,7
		-10,6				-3,6	
3,2	50,0		0,6	5,4	-24,8		0,6
		-10,0				-3,0	
3,4	40,0		0,7	5,6	-27,8		0,6
		-9,3				-2,4	
3,6	30,7		0,6	5,8	-30,2		0,7
		-8,7				-1,7	
3,8	22,0		0,6	6,0	-31,9		0,6
		-8,1				-1,1	
4,0	13,9		0,7	6,2	-33,0		0,7
		-7,4				-0,4	
4,2	6,5		0,6	6,4	-33,4		0,5
		-6,8				0,1	
4,4	-0,3		0,6	6,6	-33,3		0,7
		-6,2				0,8	
4,6	-6,5		0,7	6,8	-32,5		0,7
		-5,5				1,5	
4,8	-12,0		0,6	7,0	-31,0		
		-4,9					
5,0	-16,9						

Таблицы перехода к спектральным областям,
отличаемым от визуальной

Коэффициент A зависит от длин волн λ_1 и λ_2 , для которых вычисляются разности величин $s_{\lambda_1} - s_{\lambda_2}$. Чтобы выяснить эту зависимость, для большого ряда объективов с фокусным расстоянием $f' = 100$ мм, рассчитанных из пяти комбинаций марок стекла, а именно: К8/Ф1; К8/ТФ1; К8/ТФ3; К14/Ф1; ТК3/Ф1, в предположении, что параметры C , W и P равны нулю, были рассчитаны отношения $\lambda_{KL} = \frac{A_{KL}}{A_{CF}}$; при этом K прин-

малось постоянным и равным D ($\lambda = 589,1$), под L понимались спектральные линии A', C, D, F, G' и h .

Результаты этих вычислений приведены в табл. 1.28. Из их анализа следует, что влияние выбора пары стекол практически отсутствует, т. е. коэффициент $\alpha = \frac{A_{\lambda D}}{A_{CE}}$ практически одинаков (с точностью до 0,02) для всех комбинаций марок стекла.

Таблица 1.28

Величины $\frac{A_{\lambda D}}{A_{CF}}$ в объективах при некоторых комбинациях оптических постоянных и параметрах $C = P = W = 0$

Марка стекла	$\frac{A_{A'D}}{A_{CF}}$	$\frac{A_{CD}}{A_{CF}}$	$\frac{A_{DD}}{A_{CF}}$	$\frac{A_{FD}}{A_{CF}}$	$\frac{A_{G'D}}{A_{CF}}$	$\frac{A_{hD}}{A_{CF}}$
	$\Phi 1 (n_D = 1,6128; \nu = 36,9)$					
K8 ($n_D = 1,5163; \nu = 64,1$)	-0,516	-0,268	0	0,732	1,414	1,987
K14 ($n_D = 1,5147; \nu = 60,6$)	-0,539	-0,270	0	0,730	1,449	2,017
TK3 ($n_D = 1,6891; \nu = 61,2$)	-0,555	-0,274	0	0,726	1,419	2,001
	$K8 (n_D = 1,5163; \nu = 64,1)$					
ТФ1 ($n_D = 1,6475; \nu = 33,9$)	-0,527	-0,256	0	0,744	1,411	2,019
ТФ3 ($n_D = 1,7172; \nu = 29,5$)	-0,493	-0,268	0	0,742	1,408	1,995

Далее для комбинации стекол K8/ $\Phi 1$ был рассчитан коэффициент α при различных значениях параметров C, W и P (табл. 1.29). Из таблицы видно, что влиянием параметров W и P можно при указанной выше точности пренебречь. Влияние параметра C (хроматизма) более заметно, но если ограничиваться областью малых хроматических aberrаций (что соответствует громадному большинству рассчитываемых объективов), то можно считать, что коэффициент α зависит только от длины волны λ .

Средние значения величины $\alpha_{D\lambda}$ оказались равными: $\alpha_{DA'} = -0,55$; $\alpha_{DC} = -0,265$; $\alpha_{DD} = 0$; $\alpha_{DF} = 0,735$; $\alpha_{DG'} = 1,415$; $\alpha_{Dh} = 2,00$.

Нетрудно подобрать эмпирическую формулу, представляющую величину α как функцию от λ . Хорошую точность дает формула

$$\alpha_{D\lambda} = \frac{516}{\lambda - 260} - 1,565.$$

Из нее получаем

$$\alpha_{KL} = \frac{516}{\lambda_L - 260} - \frac{516}{\lambda_K - 260} = \frac{516 (\lambda_K - \lambda_L)}{(\lambda_L - 260)(\lambda_K - 260)}.$$

Таблица 1.29

Величины $\frac{A_{\lambda D}}{A_{CF}}$ в объективах при некоторых комбинациях оптических постоянных и параметрах C, W, P

Марка стекла	Параметр	$\frac{A_{A'D}}{A_{CF}}$	$\frac{A_{CD}}{A_{CF}}$	$\frac{A_{DD}}{A_{CF}}$	$\frac{A_{FD}}{A_{CF}}$	$\frac{A_{G'D}}{A_{CF}}$	$\frac{A_{hD}}{A_{CF}}$
К8/Ф1	C	P = 0; W = 0					
	-0,010	-0,531	-0,313	0	0,688	1,265	1,781
	-0,005		-0,289	0	0,711		
	0	-0,516	-0,268	0	0,732	1,414	1,987
	0,005		-0,254	0	0,736		
	0,010	-0,492	-0,244	0	0,752	1,476	2,122
	P	C = 0; W = 0					
	-2	-0,521	-0,263	0	0,737	1,436	2,042
	-1		-0,271	0	0,729		
	0	-0,516	-0,268	0	0,732	1,414	1,987
	1		-0,250	0	0,750		
	2	-0,583	-0,299	0	0,701	1,414	1,917
	W	P = 0; C = 0					
	-2	-0,567	-0,276	0	0,724	1,363	1,955
	-1		-0,275	0	0,725		
	0	-0,516	-0,268	0	0,732	1,414	1,987
	1		-0,255	0	0,745		
	2	-0,527	-0,268	0	0,732	1,422	2,025

На основании этой формулы была построена табл. 1.30, в которой приводится коэффициент α_{DL} как функция от длины волны λ ; промежуток между соседними величинами λ принят равным 10; во всей области допустима линейная интерполяция.

Для получения значения сферохроматического коэффициента A_{LK} составляют разность двух коэффициентов

$$\alpha_{LK} = \alpha_{DL} - \alpha_{DK};$$

эту разность умножают на коэффициент A_{CF} , взятый из табл. 1.22—1.24 или рис. 1.21 и 1.22.

Таблица 1.31

Конструктивные элементы объектива

r	d	v	n_D	Марка стекла	Суммы Зейделя
344,65			1		
-61,85	8	55,8	1,6111	TK4	$S_I = 0,046$
-59,68	1		1		$S_{II} = 0,069$
-297,76	6	28,15	1,7398	ТФ4	$S_{III} = 1,023$
67,66	0,1		1		$S_{IV} = 0,667$
804,21	4	55,8	1,6111	TK4	$S_V = -0,305$
			1		

Таблица 1.32

Аберрации объектива для точки на оси

h	D			$s'_F - s'_C$	$i'_F - i'_C$	$s'_C - s'_0D$	$s'_F - s'_0D$	A	b
	$\delta s'$	$\eta, \%$	l'						
0	0	0	0	-0,106	0	0,070	-0,036		
15	-0,027	0,055	-0,004	-0,054	-0,008	0,030	-0,024	0,042	0,51
21,2	-0,014	0,063	-0,003	-0,016	-0,004	0,034	0,018	0,021	0,44
26	0,027	0,027	0,007	0,011	0,003	0,067	0,078	0,014	0,40
30	0,003	0	-0,001	0,005	0,001	0,041	0,046	0,011	0,25

Представляют интерес также системы, состоящие из склеенного из двух линз компонента и мениска большой толщины малой оптической силы. Системы этого типа могут быть частично исправлены в отношении кривизны поля и астигматизма и по этой причине обладают большим углом поля зрения, чем ранее рассмотренные объективы. Однако наличие мениска нарушает условие исправления дисторсии, которая в рассматриваемых системах неустраняема.

В тех случаях, когда требуется получить относительное отверстие больше, чем то, которое может дать двухлинзовый склеенный объектив, нужно применить более сложный тип объектива. Трехлинзовый склеенный объектив не в состоянии дать лучший результат, чем двухлинзовый; несклеенный двухлинзовый объек-



Рис. 1.25

тив может при удачном подборе стекол дать очень малые высшие порядки сферической аберрации, но хроматическая разность их сферических аберраций велика; это обстоятельство не позволяет сколь-нибудь заметно увеличивать относительное отверстие по сравнению со склеенными.

Довольно хорошие результаты в направлении увеличения относительного отверстия дает система двух одинаковых склеенных объективов, поставленных вплотную друг к другу, с одинаковым расположением радиусов кривизны (рис. 1.25). Каждый из этих объективов имеет фокусное расстояние приблизительно в два раза больше, чем у всей системы и поэтому имеет относительное отверстие, уменьшенное в два раза по сравнению с относительным отверстием всей системы, вследствие чего все аберрации высших порядков могут быть значительно уменьшены.

Расчет этих объективов вытекает из общей теории, изложенной в [7, гл. III]. Обозначим через P_1 , W_1 и π основные параметры каждого из объективов. Вычислим основные параметры P и W всей системы. Так как система бесконечно тонка, $h_1 = h_2$; индексы 1 и 2 относятся к первому и второму объективам; φ_1 и φ_2 — относительные оптические силы отдельных объективов, равные между собой, а так

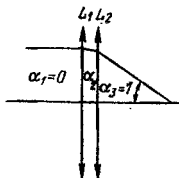


Рис. 1.26

как $\varphi_1 + \varphi_2 = 1$, то $\varphi_1 = \frac{1}{2}$; углы между первым вспомогательным лучом и осью в воздушных промежутках соответственно равны: $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = \frac{1}{2}$, $\alpha_3 = 1$ (рис. 1.26).

Величины P и W для всей системы выражаются через P_i и W_i отдельных линз следующим образом:

$$P = P_1 + P_2; \quad W = W_1 + W_2.$$

При этом P и W определяются формулами:

$$P = \sum \left(\frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \Delta \frac{\alpha}{n}; \quad W = \sum \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{\alpha}{n}.$$

Суммирование распространяется на все поверхности компонента с индексом i . В свою очередь, как было показано в [7, гл. III], P_i и W_i могут быть выражены через основные параметры каждого компонента P_i , W_i и π при помощи формул (III.25) из [7]

$$\left. \begin{aligned} P_i &= (\alpha' - \alpha)^3 P + 4\alpha(\alpha' - \alpha)^2 W + \alpha(\alpha' - \alpha) \times \\ &\quad \times [2\alpha(2 + \pi) - \alpha']; \\ W_i &= (\alpha' - \alpha)^2 W + \alpha(\alpha' - \alpha)(2 + \pi), \end{aligned} \right\} \quad (I.27)$$

где α и α' — углы между первым вспомогательным лучом и осью до и после преломления у компонента i . Таким образом, для первой линзы $\alpha = 0$, $\alpha' = 0,5$, а для второй $\alpha = 0,5$, $\alpha' = 1$. Величину π_i , как известно, можно считать равной 0,70.

Применяя формулы (I.27) к первой линзе, получаем:

$$P_1 = \frac{1}{8} P_1 \text{ и } W_1 = \frac{1}{4} W_1.$$

Для второй линзы находим:

$$P_2 = \frac{1}{8} P_2 + 2 \left(\frac{1}{2} \right)^2 W_2 + \frac{1}{2^2} (2,70 - 1) = \frac{1}{8} P_2 + \frac{1}{2} W_2 + 0,42;$$

$$W_2 = \frac{1}{4} W_2 + \frac{1}{2^2} 2,70 = \frac{1}{4} W_2 + 0,68.$$

Для того чтобы исправить систему двух линз в отношении сферической аберрации и комы, нужно принять, что $P = W = 0$, т. е.

$$\left. \begin{aligned} P &= \frac{1}{8} (P_1 + P_2) + \frac{1}{2} W_2 + 0,42 = 0; \\ W &= \frac{1}{4} (W_1 + W_2) + 0,68 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (I.28)$$

Так как оба объектива одинаковы, то

$$P_1 = P_2 = P; \quad W_1 = W_2 = W$$

и уравнения (I.28) принимают такой вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{4} P + \frac{1}{2} W + 0,42 &= 0; \\ \frac{1}{2} W + 0,68 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (I.29)$$

Решая эту систему уравнений, получаем:

$$W = -1,35; \quad P = +1,0.$$

Заметим, что такое решение способствует уменьшению высших порядков сферической аберрации, так как при положи-

тельных P , близких к 1, и W , близких к $-1,3$, коэффициенты b и c имеют небольшие значения, как это видно на рис. 1.3, б и 1.4, а, а именно: $b = 6 \div 7$, $c = 120 \div 150$; это обстоятельство делает возможным уменьшение aberrаций высших порядков всей системы.

Разыскание марок стекол, позволяющих получить для каждого объектива указанные значения основных параметров P и W , не представляет затруднений, если воспользоваться табл. 1.5, 1.6; нужно только условиться о выборе значения параметра C , обеспечивающего хорошее исправление хроматической aberrации. Опыт показывает, что для систем с очень большим относительным отверстием, имея в виду хроматическую разность сферических aberrаций, нужно брать C от $-0,0010$ до $-0,0020$.

Возьмем $C = -0,0015$. По заданным значениям W и P находим

$$P_0 = P - 0,85 (-1,35 - 0,10)^2 = 1 - 1,80 = -0,80.$$

Пользуясь рис. 1.1 и табл. 1.5 и 1.6, находим следующие пары стекол, пригодных для изготовления такой системы: КФ4, ТФ1; БК8, БФ12; БК6, Ф2; БК4, Ф13; БК6, Ф13; БК6, Ф1 и т. д. Если для примера остановиться на паре БК6, Ф2 с такими оптическими постоянными для марки стекла БК6: $n_D = 1,5399$; $v = 59,7$ и для марки стекла Ф2: $n_D = 1,6164$; $v = 36,6$, то для $C = -0,0015$ получаем путем интерполирования из соответствующей этой паре стекол клетки следующие значения:

$$P_0 = -0,7; \varphi_k = 2,44; Q_0 = -5,41$$

Имея эти данные, находим

$$Q = Q_0 \pm \sqrt{\frac{P - P_0}{2,40}} = -5,41 + \sqrt{\frac{1,7}{2,4}} = -4,57.$$

Определим грубо по формуле (1.4) радиусы кривизны для бесконечно тонкого объектива с фокусным расстоянием 200 мм, что соответствует фокусному расстоянию 100 мм для всей системы:

$$r_1 = \frac{200}{-4,57 + \frac{1,5399}{0,5399} 2,41} = \frac{200}{-4,57 + 6,95} = 84 \text{ мм};$$

$$r_2 = \frac{200}{-4,57 + 2,44} = -94 \text{ мм};$$

$$r_3 = \frac{200}{-3,57 + \frac{1,6164}{0,6164} 1,44} = \frac{200}{-3,57 + 3,77} = 1000 \text{ мм}.$$

Любопытно отметить, что двойной объектив указанного типа был использован еще в 1926 г., когда метод основных параметров и специальные таблицы не были разработаны. Несмотря на при-

менение «алгебраических» методов, необходимость выбрать пригодные комбинации стекол из нескольких возможных комбинаций потребовала длинных вычислений, занявших больше двух недель; в результате была получена система, характеристики которой приведены в табл. 1.33.

Таблица 1.33

Конструктивные элементы и аберрации системы

r	d	n_D	v	m_1	$\delta s'$	$\delta f' - \delta s'$
84	4	1,5399	59,6	0	0	0
—90				10,6	—0,023	0,022
1240	2	1,6164	36,6	15	—0,021	0,045

Очевидно, что эта система весьма близка к системе, полученной на стр. 98 и рассчитанной с помощью логарифмической линейки; отступления объясняются главным образом влиянием толщины.

Полученный объектив действительно хорошо исправлен на сферическую аберрацию и кому, высшие порядки почти совсем отсутствуют. Коэффициент b 5-х порядков сферической аберрации равен 0,8 (в 10—15 раз меньше, чем у двухлинзовых склеенных объективов); коэффициент c практически равен нулю. Коэффициент ΔP хроматической разности сферических аберраций ($P_F - P_C$) равен 0,09, т. е. в 5—10 раз меньше, чем в склеенных двухлинзовых объективах.

7. РАЗЛИЧНЫЕ ТИПЫ СЛОЖНЫХ ОБЪЕКТИВОВ

В качестве объективов телескопических систем пользуются почти исключительно двухлинзовыми склеенными системами. Очень редко применяются более сложные тройные склеенные (чаще всего по недоразумению). Двойные несклеенные объективы применяются в случаях больших линз, когда склейка их канадским бальзамом нежелательна. Двойной объектив из двух склеенных линз, теория которого была изложена выше, представляет интерес в тех случаях, когда от объектива требуется повышенная светосила при нормальных, небольших углах поля зрения. Укажем несколько возможных вариантов малоисследованных более сложных комбинаций, расширяющих в некоторой мере области применения объективов по сравнению с рассмотренными ранее.

Двухлинзовый носклонный объектив с воздушным промежутком нонечной линзой

По сравнению с объективом из двух линз с бесконечно малым воздушным промежутком этот тип объектива обладает лишним параметром — расстоянием между двумя линзами.

Если первая линза положительна, а вторая отрицательна, то объектив обладает свойствами телеобъектива, тем резче выраженными, чем больше расстояние между линзами и чем больше оптические силы обеих линз. При такой конструкции уменьшается расстояние между объективом и фокальной плоскостью, что представляет удобство в смысле укорочения всей оптической системы. К числу других преимуществ относится возможность в некоторой степени уменьшить кривизну поля и астигматизм, а следовательно, увеличить поле зрения объектива. К недостаткам надо отнести трудность исправления хроматических aberrаций, как первой (aberrации положения), так и, в особенности, второй (разности увеличений); ухудшение сферической aberrации вследствие большого относительного отверстия первой положительной линзы объектива; увеличение вторичного спектра и, наконец, резко выраженную дисторсию подушкообразного типа, особенно неприятную тем, что она прибавляется к довольно значительной дисторсии окуляра и увеличивает дисторсию всей системы в целом.

Если, наоборот, у объектива первая линза отрицательная, а вторая положительная, то расстояние от объектива до фокальной плоскости больше, чем его фокусное расстояние. В этом случае объективы имеют трудно исправляемые хроматические aberrации и бочкообразную дисторсию.

Системы из двух объективов с нонечным воздушным промежутком между ними

Каждый компонент такой системы будем считать бесконечно тонким. Воздушный промежуток дает возможность уменьшить астигматизм системы, в особенности, если входной лучок находится впереди объектива. Пусть L_1 и L_2 (рис. 1.27) — компоненты системы; h_1 и h_2 — высоты пересечения с компонентами первого вспомогательного луча; y_1 и y_2 — высоты пересечения второго вспомогательного луча; α_1 , α_2 и α_3 — углы с осью первого луча в воздухе до преломления через всю систему; β_1 , β_2 и β_3 — также углы для второго вспомогательного луча; d — расстояние между линзами. Обозначим отношение $\frac{d}{f}$ буквой δ . Примем условно, как всегда, что $h_1 = 1$; $\alpha_3 = 1$; $y_1 = \frac{x_1}{F}$; $\beta_1 = 1$, где x_1 — расстояние от первой поверхности до входного зрачка.

Величины α , β , h , y и ∂ связаны между собой некоторыми зависимостями, которые легко получить, если проследить ход обоих вспомогательных лучей. Обозначим через φ_1 и φ_2 оптические силы первого и второго компонентов, приняв фокусное расстояние всего объектива за единицу. Имеем:

$$\alpha_2 = \varphi_1; \quad h_2 = 1 - \partial \alpha_2; \quad \alpha_3 = 1 - \varphi_1 + \varphi_2 - \partial \varphi_1 \varphi_2; \quad (I.30)$$

$$\left. \begin{aligned} \beta_2 &= 1 + y_1 \varphi_1; \\ y_2 &= y_1 - \partial \beta_2 = y_1 - \partial (1 + y_1 \varphi_1); \\ \beta_3 &= \beta_2 + y_2 \varphi_2 = 1 + y_1 \varphi_1 + (y_1 - \partial \beta_2) \varphi_2. \end{aligned} \right\} \quad (I.31)$$

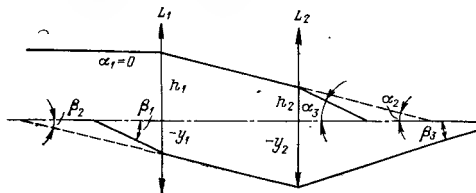


Рис. 1.27

Определим величины φ_1 и φ_2 из уравнений (I.30) и (I.31):

$$\varphi_1 = \alpha_2; \quad \varphi_2 = \frac{1 - \varphi_1}{1 - \partial \varphi_1} = \frac{1 - \varphi_1}{1 - \partial \alpha_2} = \frac{1 - \varphi_1}{h_2} = \frac{1 - \alpha_2}{h_2}. \quad (I.32)$$

Выразим β_2 , y_2 и β_3 через α_2 , h_2 и y_1 , подставив в уравнения (I.31) найденные значения φ_1 и φ_2 :

$$\beta_2 = 1 + y_1 \alpha_2;$$

$$y_2 = y_1 - \partial (1 + y_1 \alpha_2);$$

$$\beta_3 = 1 + y_1 (\varphi_1 + \varphi_2 - \partial \varphi_1 \varphi_2) - \partial \varphi_2.$$

Приняв во внимание, что

$$\varphi_1 + \varphi_2 - \partial \varphi_1 \varphi_2 = 1, \quad \text{а} \quad \partial \varphi_2 = \partial \frac{1 - \alpha_2}{h_2},$$

находим для β_3 следующее выражение:

$$\beta_3 = 1 + y_1 - \frac{\partial}{h_2} (1 - \alpha_2); \quad \partial = \frac{1 - h_2}{\alpha_2}. \quad (I.33)$$

Определим систему с помощью параметров h_2 , α_2 и y_1 . Тогда все остальные величины β_2 , y_2 и β_3 определяются уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \beta_2 &= 1 + y_1 \alpha_2; \\ y_2 &= y_1 - \frac{1 - h_2}{\alpha_2} (1 + y_1 \alpha_2) = \frac{h_2 (1 + y_1 \alpha_2) - 1}{\alpha_2}; \\ \beta_3 &= 1 + y_1 - \frac{1 - h_2}{\alpha_2 h_2} (1 - \alpha_2) = \frac{h_2 + \alpha_2 + y_1 \alpha_2 h_2 - 1}{\alpha_2 h_2}. \end{aligned} \right\} \quad (1.34)$$

Далее имеем:

$$x'_2 = \frac{y_2}{\beta_3};$$

$$x'_2 = \frac{h_2 (1 + y_1 \alpha_2) - 1}{h_2 (1 + y_1 \alpha_2) + \alpha_2 - 1} h_2. \quad (1.35)$$

Величины h_2 , α_2 и y_1 определяют все внешние элементы системы. Во многих случаях их получают из габаритных условий; если же этих условий недостаточно для вычисления всех трех величин, можно использовать одну или две из них в качестве добавочных параметров для улучшения качества изображения.

Подлежат исправлению следующие aberrации: сферическая, первая, а в некоторых случаях и вторая хроматическая, кома и астигматизм. Кривизна, пропорциональная сумме Пецваля, как известно, от внутренних элементов практически не зависит. Применение формулы (II.57) из [7], для систем из бесконечно тонких компонентов получаем:

$$\left. \begin{aligned} &\text{для сферической aberrации} \\ &S_I = \sum h_i P_i = P_1 + h_2 P_2; \\ &\text{для комы} \\ &\dot{S}_{II} = \sum (y_i P_i + W_i) = y_1 P_1 + y_2 P_2 + W_1 + W_2; \\ &\text{для астигматизма} \\ &S_{III} = \sum \left(\frac{y_i^2}{h_i} P_i + 2 \frac{y_i}{h_i} W_i + \Phi_i \right) = y_1^2 P_1 + 2 y_1 W_1 + \\ &\quad + \frac{y_2^2}{h_2} P_2 + \frac{2 y_2}{h_2} W_2 + \alpha_2 + \frac{1 - \alpha_2}{h_2}; \\ &\text{для пецвалевой суммы} \\ &S_{IV} = \sum \Phi_i x_i = 0,70 \left(\alpha_2 + \frac{1 - \alpha_2}{h_2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (1.36)$$

Дисторсию, не представляющую интереса для объектива, можно не принимать во внимание, если поле зрения не превышает $10-15^\circ$. Условие устранения дисторсии приводит к очень крутым радиусам и большим aberrациям высших порядков.

С кривизной поля бороться практически невозможно и принимать во внимание пепвалеву сумму бесполезно; следует обратить внимание только на подбор таких значений α_2 и h_2 , которые дали бы для выражения $\alpha_2 + \frac{1-\alpha_2}{h_2}$ по возможности малое значение, немногим больше единицы; однако в большинстве случаев эти величины находятся вне власти вычислителя.

Считая h_2 , y_1 и y_2 известными, можно составить три уравнения, приравняв выражения для сферической аберрации, комы и астигматизма заданным величинам, чаще всего нулю или малым числам, определяемым влиянием аберраций высших порядков толщин, присутствием других компонентов и т. д.; определению подлежат четыре неизвестных P_1 , P_2 , W_1 и W_2 . Присутствие лишней неизвестной позволяет добавить еще одно условие. Большое практическое значение в качестве такого условия имеет требование отсутствия в системе крутых радиусов, которое не может быть выражено в виде определенного уравнения. Наиболее удобным было бы такое выражение его, в которое входили бы только параметры W_1 и P_1 , W_2 и P_2 ; но, как известно, связь между этими параметрами и радиусами кривизны слишком сложна, чтобы можно было надеяться на получение выражения, достаточно простого для применения на практике. Длительный опыт приводит к тому выводу, что малые кривизны обычно связаны с малыми значениями параметров P и W ; наиболее благоприятными оказываются значения P около 1—2 и W — около $-0,5 \div +0,5$.

Для определения значений основных параметров P и W необходимо исключить из уравнений (I.36) величины P_1 , W_1 , P_2 и W_2 , заменив их выражениями через основные параметры P_1 , W_1 , P_2 и W_2 , для чего служат уже многократно примененные формулы (I.27):

$$\left. \begin{aligned} P_i &= (\alpha' - \alpha)^3 P_i + 4\alpha (\alpha' - \alpha)^2 W_i + \alpha (\alpha' - \alpha) \times \\ &\quad \times [2\alpha (2 + \pi) - \alpha']; \\ W_i &= (\alpha' - \alpha)^3 W_i + \alpha (\alpha' - \alpha) (2 + \pi). \end{aligned} \right\} \quad (I.27^*)$$

Для первого компонента имеем $\alpha = 0$, $\alpha' = \alpha_2$, для второго $\alpha = \alpha_2$, $\alpha' = 1$, поэтому формулы принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= \alpha_2^3 P_1; \quad W_1 = \alpha_2^3 W_1; \\ P_2 &= (1 - \alpha_2)^3 P_2 + 4\alpha_2 (1 - \alpha_2)^2 W_2 + \alpha_2 (1 - \alpha_2) \times \\ &\quad \times [2\alpha_2 (2 + \pi) - 1]; \\ W_2 &= (1 - \alpha_2)^3 W_2 + \alpha_2 (1 - \alpha_2) (2 + \pi). \end{aligned} \right\} \quad (I.37)$$

После подстановки выражений для P и W в первые три формулы (I.36) можно указанным выше приемом получить три уравнения первой степени с четырьмя неизвестными P_1 , W_1 , P_2 , W_2 , которые необходимо выбрать таким образом, чтобы W_1 и W_2 были по возможности ближе к нулю, а P_1 и P_2 — по возможности

ближе к положительным числам около 1—2. Проще всего осуществить подбор наимыгоднейших решений путем проб.

Далее следуют переход к толщинам по изложенному способу и тригонометрический контроль; после этого приступают, если представляется необходимость, к нахождению окончательной системы, постепенно улучшая ее либо изменением правых частей уравнений на основании результатов контрольного расчета, либо, если поправки невелики, изменениями радиусов или параметров α второй линзы; последний путь дает значительную экономию труда при тригонометрическом контроле.

Пример. Ищем систему, удовлетворяющую следующим условиям: $S_I = S_{II} = S_{III} = 0$ (или близко к нулю); $h_2 = 1/2$; $y_1 = -1/2$; α_2 выбираем таким, чтобы выходной зрачок был на бесконечности.

Третья формула (1.34) дает для α_2 значение $2/3$, в чем легко убедиться, подставив в нее это значение; в самом деле:—

$$\alpha_2 h_2 \beta_3 = h_2 (1 + y_1 \alpha_2) + \alpha_2 - 1 = 0,5 \left(1 - \frac{1}{3} \right) - \frac{1}{3} = 0.$$

Для y_3 получаем по второй формуле (1.34)

$$y_2 = \frac{h_2 (1 + y_1 \alpha_2) - 1}{\alpha_2} = \frac{0,5 \left(\frac{2}{3} \right) - 1}{\frac{2}{3}} = -1,$$

что и следовало ожидать, так как $\beta_3 = 0$, а следовательно, второй вспомогательный луч идет из переднего фокуса объектива.

Таким образом, $h_2 = 0,5$; $\alpha_2 = 2/3$; $y_1 = -1/2$; $y_2 = -1$.

Формулы (1.36) принимают следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= P_1 + 0,5P_2; \quad S_{II} = -\frac{1}{2}P_1 - P_2 + W_1 + W_2; \\ S_{III} &= \frac{1}{4}P_1 - W_1 + 2P_2 - 4W_2 + 0,67 + 0,67 = \\ &= \frac{1}{4}P_1 - W_1 + 2P_2 + 4W_2 + 1,33; \\ S_{IV} &= 0,70(1,33) - 0,93. \end{aligned} \right\}$$

Выражаем P_1 , P_2 , W_1 и W_2 через P_1 , P_2 , W_1 и W_2 по формуле (1.37):

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= \left(\frac{2}{3} \right)^3 P_1 = 0,296P_1; \quad W_1 = 0,444W_1; \\ P_2 &= \frac{1}{27}P_2 + \frac{8}{3} \frac{1}{9}W_2 + \frac{2}{3} \frac{1}{3} \left(\frac{4}{3} 2,70 - 1 \right) = \\ &= 0,037P_2 + 0,296W_2 + 0,58; \\ W_2 &= \frac{1}{9}W_2 + \frac{2}{3} \frac{1}{3} 2,7 = 0,111W_2 + 0,60. \end{aligned} \right\}$$

Подставив эти значения в выражения для всех S , получим:

$$S_I = 0,296P_1 + 0,018P_2 + 0,148W_1 + 0,29;$$

$$S_{II} = -0,148P_1 - 0,037P_2 - 0,296W_2 - 0,58 + \\ + 0,444W_1 + 0,111W_2 + 0,60 = -0,148P_1 - 0,037P_2 + \\ + 0,444W_1 - 0,185W_2 + 0,02;$$

$$S_{III} = 0,074P_1 - 0,444W_1 + 0,074P_2 + 0,592W_2 + \\ + 1,16 - 0,444W_2 - 2,40 + 1,33 = 0,074P_1 + \\ + 0,074P_2 - 0,444W_1 + 0,148W_2 + 0,10.$$

Все свободные члены выражений для S_I , S_{II} и S_{III} очень малы и достаточно положить $P_1 = P_2 = W_1 = W_2 = 0$, чтобы получить решение, удовлетворительное во многих отношениях. Было бы выгоднее получить для S_{III} отрицательную величину, но для этого надо принять параметры P_1 и P_2 отрицательными и с довольно большими абсолютными значениями; это приводит к малым радиусам кривизны со всеми неприятными последствиями. При указанной системе значений неизвестных суммы получаются следующими: $S_I = 0,29$; $S_{II} = 0,02$ и $S_{III} = 0,10$. Эти значения настолько малы, что соответствующие aberrации оказываются исправленными в достаточной мере.

Хроматические aberrации исправляются, если $C_1 = C_2 = 0$; при этом оба компонента оказываются одинаковыми, так как их основные параметры имеют одинаковые значения. Выбор стекол для двухлинзового склеенного компонента, удовлетворяющего условиям $C = P - W = 0$, не представляет особых затруднений. Для этой цели служат табл. I.5 и I.6.

Крупным недостатком системы из двух положительных компонентов является большая кривизна поля, практически неисправимая, но этот дефект окупается отсутствием астигматизма. Объективы исследованного типа могут найти применение в тех случаях, когда требуется большое объективное поле зрения, малое увеличение и присутствие сетки в фокальной плоскости объектива, если сетка занимает небольшую центральную часть поля.

Двухкомпонентные объективы

Когда от объектива требуется значительная светосила — в пределах $1:2$ — $1:3$ — при средних значениях фокусного расстояния (40—150 мм), то приходится усложнять ранее рассмотренные конструкции. Наиболее простой среди усложненных является

комбинация двухлинзового склеечного компонента с простой положительной линзой, расположенной непосредственно за первым компонентом (рис. 1.28). Наличие второго компонента позволяет ослабить первый, который, работая при меньшем относительном отверстии, чем объектив в целом, обладает, вообще говоря, меньшими aberrациями высшего порядка, чем склеечный из двух линз объектив с аналогичными характеристиками (относительное отверстие, значения параметров P , W , C , одинаковые марки стекол). Однако этот эффект несколько уменьшается тем, что для исправления отрицательной хроматической aberrации, вызываемой вторым компонентом, приходится переисправлять первый компонент, что вызывает увеличение крутизны второго радиуса и некоторое увеличение aberrаций высших порядков.

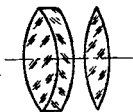


Рис. 1.28

Расчет таких объективов рационально выполнять по методу, примененному для двухлинзовых склеечных компонентов, но наличие двух добавочных параметров (радиусы поверхностей простой линзы) позволяет при любом (в известных пределах) наборе стекол удовлетворить условию исправления комы и еще одному произвольному условию, например условию исправления сферохроматической aberrации или условию получения минимального из всех возможных для данного набора стекол размера кружка рассеяния для точки на оси. Напомним, что при выборе дополнительных условий нужно избежать тех, которые невозможно реализовать, например устранения кривизны или астигматизма.

В статье [10] описана методика расчета, опирающаяся на теорию разделения переменных и заключающаяся в следующем. Известными являются показатели преломления оптических стекол, значения параметров C , P и W , и, поскольку число конструктивных элементов бесконечно тонкого объектива на единицу превышает число условий, значение α_4 в пространстве между двумя компонентами является произвольным и рационально брать его близким к 0,5.

Силы $\bar{\varphi}_1$ и $\bar{\varphi}_2$ линз склеечного компонента определяются через α_4 и C следующим образом:

$$\bar{\varphi}_1 = \frac{-C - \frac{\alpha_4}{v_3} - \frac{1 - \alpha_4}{v_3}}{\frac{1}{v_3} - \frac{1}{v_3}}; \\ \bar{\varphi}_2 = \alpha_4 - \bar{\varphi}_1.$$

Значения φ_1 , приведенные к оптической силе первого компонента, равной единице, составляют $\varphi_1 = \frac{\bar{\varphi}_1}{\alpha_4}$; $\varphi_2 = \frac{\bar{\varphi}_2}{\alpha_4}$. Выра-

жения для P и W всего объектива имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} P &= \alpha_4^3 (aQ^2 + bQ + c) + \frac{n_5^2}{(n_5 - 1)^2} (1 - \alpha_4) \left(1 + \frac{2}{n_5}\right) \alpha_5^2 + \\ &+ \frac{n_5^2}{(n_5 - 1)^2} (\alpha_4^2 - 1) \left(2 + \frac{1}{n_5}\right) \alpha_5 + \frac{n_5^2}{(n_5 - 1)^2} (1 - \alpha_4^3); \\ W &= -\alpha_4^2 \frac{1+a}{2} Q + \alpha_4^2 \frac{\varphi_2 - b}{3} + \\ &+ \frac{1+n_5}{1-n_5} (1 - \alpha_4) \alpha_5 + \frac{\alpha_4^2 - 1}{\frac{1}{n_5} - 1}, \end{aligned} \right\} (1.38)$$

где

$$a = 1 + 2\varphi_1 \left(\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_3} \right) + \frac{2}{n_3};$$

$$b = \frac{3}{n_2 - 1} \varphi_1^2 - \frac{3}{n_3 - 1} \varphi_2^2 - 2\varphi_2;$$

$$c = \frac{n_2}{(n_2 - 1)^2} \varphi_1^3 + \frac{n_3}{(n_3 - 1)^2} \varphi_2^3 + \frac{n_3}{(n_3 - 1)} \varphi_2^2;$$

Q , как и в формуле (1.22), представляет собой нуль-инвариант поверхности склейки объектива:

$$Q = n_2 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{s_2} \right) = n_3 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{s_2} \right)$$

в предположении, что оптическая сила компонента равна единице.

Из двух уравнений (1.38) определяются неизвестные параметры Q и α_5 . Поскольку уравнение для P — второй степени относительно Q и α_5 , для W — первой степени относительно этих же переменных, решение системы уравнений дает две пары корней действительных или комплексных.

После того как вычислен Q , можно получить α_2 и α_3 по известным формулам:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_2 &= \alpha_4 \left[\left(1 - \frac{1}{n_2}\right) Q + \varphi_1 \right]; \\ \alpha_3 &= \alpha_4 \left[\left(1 - \frac{1}{n_3}\right) Q + \varphi_1 \right]; \end{aligned} \right\} (1.39)$$

α может быть получен из уравнения для W . Зная все параксиальные углы α , радиусы можно найти по формулам

$$r_k = \frac{n_{k+1} - n_k}{\alpha_{k+1} n_{k+1} - \alpha_k n_k} f',$$

где f' — фокусное расстояние всего компонента.

Б. Л. Нефедовым был предложен несколько иной способ расчета, впрочем основанный также на методе разделения переменных. Так как рассмотренный тип объектива был успешно применен, изложим кратко суть этого способа.

На рис. 1.29 цифрами I и II обозначены первый и второй вспомогательные лучи; x_1 — расстояние от системы до входного зрачка (систему мы считаем бесконечно тонкой) и Φ_1 и Φ_2 — оптические силы первого и второго компонентов.

Основные параметры P и W всего объектива равны:

Входной зрачок Φ_1, Φ_2 .

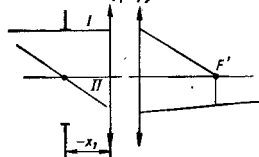


Рис. 1.29

где

$$\left. \begin{aligned} P &= P_1 + P_2; \\ W &= W_1 + W_2, \end{aligned} \right\} \quad (1.40)$$

$$\begin{aligned} P_i &= (\alpha'_i - \alpha_i)^3 P_i + \\ &+ 4\alpha_i (\alpha'_i - \alpha_i)^2 W_i + \\ &+ \alpha_i (\alpha'_i - \alpha_i) [2\alpha_i (2 + \pi) - \alpha'_i]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_i &= (\alpha'_i - \alpha_i)^2 W_i + \\ &+ \alpha_i (\alpha'_i - \alpha_i) (2 + \pi). \end{aligned}$$

Параметр α_4 остается свободным. Ему придают значение, обычно близкое к 0,5—0,6, при котором оптические силы обоих компонентов близки друг к другу. После этого можно получить численные выражения для P_1 через P_1 , W_1 через W_1 , P_2 и W_2 через P_2 и W_2 . Величину π , как всегда, можно положить равной 0,7 для склеенной линзы, 0,6 — для простой.

Решение уравнений для P и W производится следующим образом. Величине W_2 придают ряд значений, например —0,05, +0,15, +0,5, и по формуле

$$P_2 = P_{\min} + \left(1 - \frac{1}{(1 + \pi)^2}\right) \left[W_2 - \frac{1}{2(2 + \pi)}\right]^2,$$

где

$$P_{\min} = \frac{(4\pi - 1)\pi}{4(2 + \pi)(\pi - 1)^2},$$

получают соответствующие значения для P_2 ; из уравнений (1.40) находят значения P_1 и W_1 . Результаты вычислений сводятся в таблицу, форма которой приведена ниже.

При этом P_1 и W_1 получаются из заданных значений двух сумм, например S_I и S_{II} или S_I и S_{III} . Напомним, что

$$\begin{aligned} S_I &= P; \quad S_{II} = yP + W; \\ S_{III} &= y^2P + 2yW + 1. \end{aligned}$$

Первый компонент		Второй компонент	
W_1	P_1	W_2	P_2

Исправление хроматической аберрации приводит к уравнению $\frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} + \frac{\varphi_3}{v_3} = -C$ при $\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 1$, где $\varphi_1 + \varphi_2 = \alpha_4$. Вводя приведенные оптические силы $\bar{\varphi}_1 + \bar{\varphi}_2 = 1$, получаем для $\bar{\varphi}_1$ выражение

$$\varphi_1 = \frac{v_1 - v_2 v_3 C_0}{v_2 - v_1},$$

где

$$C_0 = \frac{C + \frac{\varphi_3}{v_3}}{\alpha_4}.$$

Вычисление значений P_1 и W_1 первого компонента производится по формулам [7, стр. 205]:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= aQ^2 + bQ^2 + c; \\ W_1 &= -\frac{a+1}{2} Q + \frac{\varphi_2 - b}{3}, \end{aligned} \right\} \quad (I.41)$$

где

$$a = 1 + 2\varphi_1 \left(\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_3} \right) + \frac{2}{n_3};$$

$$b = \frac{3}{n_2 - 1} \varphi_1^2 - \frac{3}{n_3 - 1} \varphi_2^2 - 2\varphi_2;$$

$$c = \frac{n_2}{(n_2 - 1)^2} \varphi_1^3 + \frac{n_3}{(n_3 - 1)^2} \varphi_2^3 + \frac{n_3}{n_3 - 1} \varphi_2^2;$$

Q — нуль-инвариант второй поверхности, $\varphi_1 = \varphi_1$ и $\varphi_2 = \varphi_2$.

Для каждого W_1 получаем соответствующие значения Q и P_1 . Строится график (рис. 1.30), на котором величину P_1 (штриховая кривая) получают из таблицы, форма которой приведена выше. Точка пересечения обеих кривых для P_1 соответствует тому значению Q , при котором значения P_1 и W_1 удовлетворяют основному условию — условию равенства сумм заданных величинам.

Следующий этап заключается в расчете величин P_1 и W_1 по формулам (I.41) при получении значения Q , после чего можно найти и значения P_2 и W_2 из вышеприведенных формул.

Углы α вычисляются по формулам, известным из методики расчета двухлинзового склеенного объектива:

$$\alpha_1 = 0; \quad \alpha_2 = [(1 - v_2) Q + \varphi_1] \alpha_4; \quad \alpha_3 = [(1 - v_3) Q + \varphi_1] \alpha_4;$$

α_4 — свободный параметр;

$$\alpha_5 = \frac{\left(1 - \frac{1}{n_2}\right) W_2 + \alpha_4^2 - 1}{(\alpha_4 - 1) \left(1 + \frac{1}{n_3}\right)}; \quad \alpha_6 = 1.$$

Контролем правильности вычислений может служить равенство значений P и W , вычисленных по формулам, выражающим их через углы α , и значений этих величин в уравнениях (1.40).

Для иллюстрации приводим расчет объектива ($f' = 64$ мм, $D_{св} = 25$ мм) рассматриваемой конструкции, сделанный Б. Л. Нефедовым (табл. I.34 и I.35).

Т а б л и ц а I.34
Конструктивные элементы объектива
($f' = 64$)

r	d	n_D	v
105,44			
—44,98	6,0	1,6126	58,3
—267,9	2,5	1,7398	28,2
53,09	0,2	1,0	
533,3	4,0	1,6126	58,3

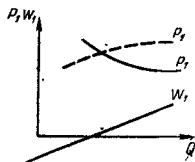


Рис. 1.30

Коэффициенты Зейделя для этого объектива: $S_I = 0,087$; $S_{II} = 0,340$; $10^4 C = +8,28$.

Коэффициенты высших порядков сферической абберации: $b = 0,55$; $c = 0$.

Коэффициент сферохроматической абберации $A = 0,029$.

Т а б л и ц а I.35
Абберации (точка на оси) объектива $f' = 64$

h_c	$10^4 u'$	D				$s'_C - s'_D$	$s'_F - s'_D$	$s'_C - s'_F$
		s'	$\delta s'$	$\delta f'$	$\eta, \%$			
0	0	59,641	0	0	0	0,043	—0,007	—0,050
12,5 $\sqrt{1/2}$	13,82	59,600	—0,041	0,041	0,22	—0,008	—0,024	—0,016
12,5	19,56	59,579	—0,062	0,292	0,46	—0,039	—0,019	0,020

Напомним, что в двухлинзовых склеенных объективах при таких же значениях сумм Зейделя величина b колеблется в пределах 10—15, т. е. в 20—30 раз больше, а коэффициент A примерно равен 0,10—0,12, т. е. в три-четыре раза больше.

Общие сведения об апохроматах

Астрономические объективы (рефракторы), предназначенные для визуального наблюдения небесных объектов, измерения их координат на небесной сфере, а также для съемки тех же объектов, отличаются от большинства обычных объективов большим фокусным расстоянием и весьма высокими требованиями к качеству изображения. Вследствие большой величины фокусного расстояния астрономических объективов величина вторичного спектра становится значительной и заметно влияет на качество изображения, создавая радужные кольца вокруг изображения и соответственно уменьшая резкость последнего и разрешающую силу объектива. При больших относительных отверстиях объективов, предназначенных для астрофотографии, необходимо исправлять и сферохроматическую аберрацию, действие которой аналогично действию вторичного спектра.

Построенные в XVIII—XIX вв. астрономические рефракторы, которые изготавливались из разрабатываемых в те времена двух марок оптического стекла (обыкновенные флинт и крон), обладают значительным вторичным спектром. В начале XX в., после работ Аббе, на заводе Шотта появились новые марки стекол под названием «курц-флинты» с уменьшенной в коротковолновой области спектра дисперсией, с помощью которых можно строить рефракторы с укороченным вторичным спектром. Фирма «Цейсс» начала выпускать для любителей и профессионалов четыре типа объективов: ахроматические (E), полуапохроматы A, апохроматы B и объективы AS (улучшенные ахроматы). Тип E изготавливается из обычных марок крона и флинта, объективы A и AS — с заменой флинта курц-флинтом, апохромат B — из трех марок стекла.

Поскольку выполнение условия апохроматизма требует применения марок стекла с близкими значениями коэффициентов дисперсии ν (иначе нельзя добиться равенства частных относительных дисперсий), то линзы апохроматов получаются с большими оптическими силами и довольно большими аберрациями высшего порядка, поэтому их относительные отверстия малы (не более 1 : 15 при фокусных расстояниях 1—2 м). Апохроматы типа B легко расстраиваются, чувствительны к перемене температуры, толчкам и т. д. Далее будут приведены конструктивные элементы более сложных объективов, не обладающих перечисленными недостатками.

На рис. 1.31 изображены кривые вторичного спектра для четырех типов астрономических объективов фирмы «Цейсс» (начало XX в.). Как видно из рисунка, даже апохроматы типа B в фиолетовой области спектра обладают заметной хроматической аберрацией. Это объясняется тем, что при приближении к коротковолновой части частные дисперсии флинтов значительно быстрее растут, чем у соответствующих им менее диспергирующих стекол (кранов).

Вопрос о выборе марок стекла для исправления вторичного спектра подробно изучался многими исследователями, в частности Б. Л. Нефедовым [1, 2], было предложено много различных комбинаций марок оптического стекла, наиболее пригодных для изготовления объективов с уменьшенным или полностью устраненным

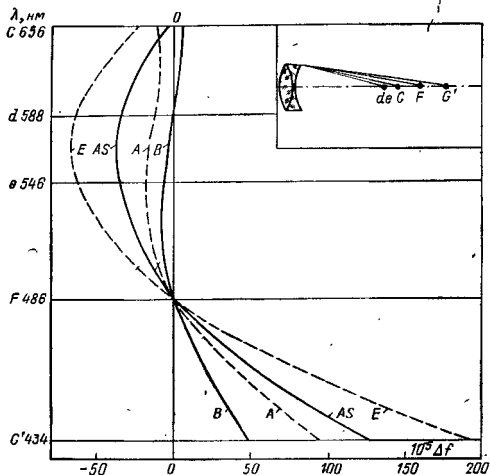


Рис. I.31

вторичным спектром (в определенной, не очень широкой области спектра). В поисках этих комбинаций очень помогают графики (см. рис. VIII.9—VIII.11), в которых Δr указывает, насколько характеристика r рассматриваемого стекла отличается от той же характеристики для обыкновенных марок [7, стр. 186—197].

Двойные апохроматы и полуапохроматы

Для уменьшения вторичного спектра двухлинзовых объективов нужно выбрать пару стекол, удовлетворяющую двум условиям:

1) величины r (или Δr) должны быть по возможности ближе друг к другу, или, точнее, наклон прямой, соединяющей обе точки, характеризующие хроматические свойства стекол, должен быть ближе к горизонтали (для r) или к наклонным прямым графика Δr ;

2) разность величин v должна быть по возможности большой, так как от нее зависят оптические силы линз, из которых состоит объектив.

В качестве таких пар для апохромата можно предложить, а) ОФ4 и БФ7, создающие идеальный апохромат в области $C-D-F$ (480—660 нм) при небольшом переисправлении в фиолетовой области; однако эта пара требует больших оптических сил порядка 5—6;

б) ОФ4 и ФК1, исправляющие только половину вторичного спектра; оптические силы ее компонентов соответственно равны 2,7 и 1,7, поэтому можно получить относительное отверстие до 1 : 8 — 1 : 6 при фокусных расстояниях порядка 1000 мм.

В настоящее время большие усилия затрачиваются на получение особых флинтв с еще лучшими характеристиками, чем ОФ4, и кронов, напоминающих по своим дисперсионным свойствам кристаллы флюорит и фтористый литий.

Тройные апохроматы

Значительно большие возможности открываются при комбинации трех марок стекла. Как было показано в книге [7], для получения минимально возможных значений оптических сил φ трех компонентов необходимо выбрать марки стекол таким образом, чтобы площадь, ограниченная тремя точками-характеристиками (рис. VIII.9—VIII.11), была наибольшей. Этому удовлетворяют следующие тройные комбинации для синей области: ТФ12 (или ТФ11); ОФ4 (или ОФ5); ЛК1 (или ФК1, или ЛК6).

Были рассчитаны три объектива-апохромата из указанных марок стекла ТФ12, ОФ4 и ЛК1, которые удовлетворяют условию $s'_F = s'_C$, но имеют несколько отличающиеся друг от друга кривые вторичного спектра. Отличаются они и величиной оптической силы третьей линзы (ЛК1), обладающей значениями $\varphi = 3$; $\varphi = 3,5$ и $\varphi = 4$. В табл. 1.36 приведены для этих объективов нормированные оптические силы φ_1 , φ_2 и φ_3 и значения хроматической аберрации $s'_C - s'_D$ при $f' = 1000$ для линий C , e , F , G' и h .

Среднее сочетание ($\varphi_1 = 0,422$, $\varphi_2 = -2,922$, $\varphi_3 = 3,5$) дает почти идеальное исправление вторичного спектра в области $C-G'$

Таблица 1.36

Значения оптических сил и хроматической аберрации объективов

φ_1	φ_2	φ_3	s'_C s'_D	$s'_e - s'_D$	$s'_F - s'_D$	$s'_{G'} - s'_D$	s'_h s'_D
0,155	-2,155	3	+0,177	-0,043	+0,143	+0,111	+1,900
0,422	-2,922	3,5	+0,080	-0,037	+0,020	+0,055	+0,750
0,690	-3,690	4	-0,012	-0,032	-0,103	+0,094	-0,427

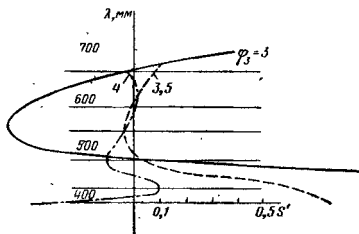


Рис. 1.32

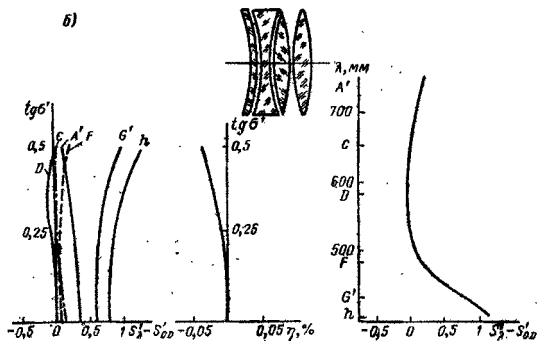
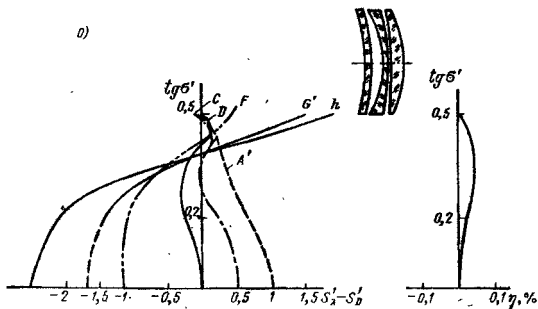


Рис. 1.33

(рис. 1.32). Из всех комбинаций стекол, содержащихся в ГОСТ 13659—68, предложенная здесь комбинация обеспечивает наименьшие по абсолютному значению величины оптических сил. Попытка рассчитать апохромат из стекол этой комбинации дала результаты, приведенные в табл. 1.37, 1.38. Из табл. 1.38 видно, что aberrации еще велики для качественного астрономического объектива; очевидно, без усложнения этот апохромат не выдерживает относительного отверстия, большего чем $1:16$ — $1:20$ (рис. 1.33, а).

Для улучшения качества объектива рационально последнюю линзу, наиболее сильную, разделить на две и подобрать радиусы таким образом, чтобы устранить aberrации 5-го порядка и сферохроматическую aberrацию. Результаты проведенного расчета приведены в табл. 1.39, 1.40 и на рис. 1.33,

Т а б л и ц а 1.37

Конструктивные элементы трехлинзового объектива
 $f' = 1000; 1:10$

r	d	n_D	v	Марка стекала	Суммы Зейделя
—168,2		1,0			
	0,0	1,7849	25,66	ТФ12	$S_I = 1,82$
—151,3					
	0,0	1,0			$S_{II} = 1,37$
—92,1					
	0,0	1,6505	43,45	ОФ4	$S_{III} = 1,0$
—161,1					
	0,0	1,0			$S_{IV} = 0,89$
—456,0					
	0,0	1,4398	68,82	ЛК1	$S_V = 0,0$
—98,5					
		1,0			

Т а б л и ц а 1.38
Аберрации (точка на оси) трехлинзового объектива
 $f' = 1000; 1 : 10$

h	D			$s'_R - s'_{0D}$	$s'_{G'} - s'_{0D}$	$s'_F - s'_{0D}$	$s'_C - s'_{0D}$	$s'_{A'} - s'_{0D}$
	$\delta s'$	$\Delta f'$	$\eta, \%$					
0,0	0,0	0,0	0,0	2,57	-1,73	-1,14	0,51	1,17
25,0	-0,33	0,01	0,03	1,89	-1,32	-1,09	0,04	0,59
35,3	-0,25	0,23	0,05	-0,72	-0,45	-0,62	-0,03	0,33
43,3	0,0	0,40	0,04	0,69	0,64	0,06	0,08	0,28
50,0	0,0	0,06	0,01	1,90	1,50	0,48	-0,08	-0,03

Т а б л и ц а 1.39
Конструктивные элементы четырехлинзового объектива
 $f' = 1000; 1 : 10$

r	d	n_D	v	Марка стекла	Суммы Зейделя
-918,8		1,0			
	0,0	1,7849	25,66	ТФ12	
-614,7					
	0,0	1,0			$S_I - 0,013$
-507,3					
	0,0	1,6505	43,45	ОФ4	$S_{II} - 0,026$
396,6					
	0,0	1,0			$S_{III} - 1,0$
441,5					
	0,0	1,4398	68,82	ЛК1	$S_{IV} - 0,90$
-583,4					
	0,0	1,0			$S_V - 0,0$
344,8					
	0,0	1,4398	68,82	ЛК1	
-926,5					
		1,0			

Т а б л и ц а 1.40

Аберрации (точка на оси) четырехлинзового объектива $f' = 1000$; 1 : 10

h	D			$s'_h - s_{0D}$	$s'_G - s_{0D}$	$s'_F - s_{0D}$	$s'_C - s_{0D}$	$s'_A - s_{0D}$
	$\delta s'$	$\Delta f'$	$\eta, \%$					
1,0	0,0	0,0	0,0	0,79	0,61	0,04	0,10	0,35
25,0	-0,032	-0,12	-0,01	0,88	0,67	0,06	0,05	0,28
35,3	-0,043	-0,21	-0,02	1,01	0,76	0,10	0,02	0,23
43,3	-0,032	-0,29	-0,03	1,15	0,87	0,16	0,01	0,19
50,0	0,002	0,35	-0,04	1,32	1,01	0,25	0,02	0,18

Астрономические апохроматы

Приведем конструктивные элементы нескольких давно построенных астрономических объективов — апохроматов и ахроматов визуального типа.

1. Объектив Кенигсбергской обсерватории [12]. Фокусное расстояние объектива $f' = 2553$ мм, свободный диаметр $D = 158$ мм (табл. 1.41).

2. Объектив Иеркской обсерватории [13]. Фокусное расстояние объектива $f' = 18\,900$ мм, свободный диаметр $D = 1020$ мм (табл. 1.42).

3. Объектив по расчету Гаусса. Фокусное расстояние объектива $f' = 1000$ мм, свободный диаметр $D = 77$ мм (табл. 1.43).

4. Трехлинзовый апохромат Тейлора. Фокусное расстояние объектива $f' = 500$ мм, свободный диаметр $D = 33$ мм (табл. 1.44).

Обращает на себя внимание выбор крайних стекол: они выбраны так, что средние арифметические их частных относительных дисперсий, помещенных в скобках, равны соответствующим частным дисперсиям флинта О-658.

5. Объектив гида к большому астрографу для Симензской обсерватории. Фокусное расстояние объектива $f' = 3000$ мм, свободный диаметр $D = 200$ мм (табл. 1.45, 1.46).

Т а б л и ц а 1.41

Конструктивные элементы объектива $f' = 2553$ мм

r	d	n_C	n_F
1891			
-753	13,5	1,52474	1,53370
-768	0	1,0	1,0
-2655	9,0	1,63031	1,64845

Таблица 1.42

Конструктивные элементы объектива
 $f' = 18\,900$ мм

r	d	n_C	n_F
6 950	58,0	1,51319	1,52203
-6 950			
6 145	215,2	1,0	1,0
1 219 000	28,0	1,61069	1,62682

Таблица 1.43

Конструктивные элементы объектива
 $f' = 1000$ мм

r	d	n_C	n_F
166,33	6,81	1,50435	1,52598
345,14			
143,30	1,70	1,0	1,0
95,62	2,72	1,58181	1,62173

Таблица 1.44

Конструктивные элементы объектива $f' = 300$ мм

r	d	Марка стекла по Шотту	n_D	v	$n_F - n_C$	$n_F - n_D$	$n_D' - n_F$
182,89	2,75	O-543	1,5637	50,6	0,01115	0,00790 (0,7085)	0,00660 (0,583)
-62,079	0,543	O-658	1,546	50,1	0,01090	0,00770 (0,7052)	0,00629 (0,576)
42,532	0,362	—	1,0	1,0			
42,532	2,715	O-374	1,511	60,8	0,00844	0,00593 (0,7026)	0,00479 (0,5675)
793,34							

Таблица 1.45

Конструктивные элементы объектива $f' = 3000$ мм

r	d	n_D	$n_F - n_C$	Марка стекла
1818,5	20,0	1,5163	0,00806	K8
-1026,5	0,2	1,0	0	
-1039,3	14,0	1,6128	0,01660	Ф1
-4488,9				

Таблица 1.46
Аберрации объектива $f' = 3000$ мм

m	s'_D	$\delta s'_D$	s'_C	s'_F	$s'_F - s'_C$	$\delta l'_D - \delta s'_D$
0	2983,15	0	2984,43	2984,18	-0,25	0
71	2983,15	0	2984,33	2984,38	0,05	0
100	2983,15	0	2984,27	2984,57	0,30	0

Коррекционные линзы для перехода из одной спектральной области в другую

Все астрономические объективы, за исключением апохроматов, страдают значительной остаточной хроматической аберрацией. Если объектив хорошо исправлен для области $\lambda \approx 550$ нм, т. е. для визуальных наблюдений, то он совсем непригоден для фотографирования, так как в области $\lambda = 430$ нм, в которой обычные фотопластины обладают наибольшей чувствительностью, он имеет слишком большую хроматическую аберрацию. Например, при фокусном расстоянии 10 м и визуальном исправлении хроматическая аберрация объектива от F до h (от 486 до 404 нм) равна 42 мм. Поэтому для астрографических целей применяют специально рассчитанные объективы, у которых экстремальная точка кризой вторичного спектра лежит в области длин волн около 430 нм, что соответствует линии g ртути (435,9) или водородной линии G' (434,1). Такая коррекция называется актинической; при этом максимальная аберрация (вторичный спектр) от G' до h не превышает 4—5 мм. Но такие объективы непригодны для визуальных наблюдений, так как аберрации желтых и красных лучей у них очень велики.

Чтобы избежать необходимости иметь два различных объектива — один для визуальных наблюдений и другой для астрофотографии, иногда применяют добавочные коррекционные линзы. Так, например, ставя между объективом и его фокусом отрицательную простую линзу из флинта, можно изменить хроматическую аберрацию всей системы в довольно широких пределах и, в частности, получить «визуальное» исправление объектива с актинической коррекцией. Наоборот, чтобы визуальный объектив сделать годным для фотографирования на обычных пластинках, нужно поместить между объективом и его фокусом собирающую линзу, лучше всего из флинта. Обе коррекционные линзы должны быть исправленными в отношении сферической аберрации, что вполне определяет их форму; фокусное расстояние коррекционной линзы определяется из требования, чтобы хроматическая аберрация всей системы объектив — коррекционная линза была исправлена.

Приведем пример расчета коррекционной линзы для визуального объектива. Предположим, что хроматическая aberrация визуального объектива с фокусным расстоянием 10 м равна 42 мм для лучей h и F . Требуется рассчитать коррекционную линзу из флинта Ф2, у которого $n_D = 1,6164$; $v = 36,6$; $n_h - n_F = 0,01834$; $n_{g'} = 1,6285$.

Продольная хроматическая aberrация системы из двух бесконечно тонких компонентов — объектива и коррекционной линзы, расположенных бесконечно близко один от другого, определяется согласно формуле (III.11) из [7] следующим образом:

$$\delta s' = f'^2 (\Phi_1 C_1 + \Phi_2 C_2), \quad (1.42)$$

где f' — фокусное расстояние всей системы; Φ_1 и Φ_2 — оптические силы объектива и коррекционной линзы.

Хроматическая aberrация $\delta s'$ объектива определяется по формуле

$$\delta s'_1 = f_1 C_1 = \frac{C_1}{\Phi_1}, \quad (1.43)$$

где C_1 согласно формуле (1.24) настоящей книги имеет следующее значение:

$$C_1 = - \left(\frac{\Phi_1}{v_1} + \frac{\Phi_2}{v_2} \right).$$

Тот же коэффициент C_2 для коррекционной линзы равен

$$C_2 = - \frac{1}{v},$$

Таблица 1.47

Конструктивные элементы
апохроматического объектива¹
 $f' = 1000$ мм; $I : 10$

r	d	n_D	v	Марка стекла
605,74	11,4	1,6111	55,81	ТК4
— 487,02	10,0	1,6505	43,45	ОФ4
1498,68	2,0	1,0		
1050,21	10,0	1,6505	43,45	ОФ4
269,354	11,44	1,6111	55,81	ТК4
— 18340,8				

¹ Авт. свид. № 180 370

Таблица 1.48

Аберрации (точка на оси)
апохроматического объектива¹
 $f' = 1000$ мм; $I : 10$

h	D		$\delta s'_C$	$\delta s'_F$	$\delta s'_g$
	$\delta s'$	$\eta, \%$			
0	0	0	0,141	0,035	0,892
35,355	— 0,009	0	0,102	0,102	1,025
50	0	0	0,079	0,189	1,178

¹ Авт. свид. № 180370

причем в данном случае

$$v = \frac{n_G - 1}{n_h - n_F} = \frac{0,6285}{0,01834} = 34,2.$$

Зная продольную хроматическую aberrацию объектива (42 мм), определяем величину $C_1 = 42\Phi_1 - \frac{42}{10\,000} = \frac{1}{240}$. Для исправления хроматической aberrации всей системы надо положить левую часть уравнения (1.42) равной нулю, откуда

$$\Phi_1 C_1 + \Phi_2 C_2 = 0;$$

$$\Phi_1 = -\frac{\Phi_2 C_2}{C_1} = \frac{34,2}{240 \cdot 10\,000} = \frac{1}{70\,000}. \quad (1.44)$$

Таблица 1.49

Конструктивные элементы
апохроматического объектива [2]
 $f' = 1000$ мм; 1 : 5

r	d	n_D	v	Материал
545,554	31,7	1,43383	95,15	Флюорит
551,571	103,98	1		
383,205	17,0	1,5147	60,62	K14
974,475	0,5	1		
404,770	26,8	1,43383	95,15	Флюорит
-397,908	0,01	1		
397,908	17,0	1,5147	60,62	K14
-1610,40				

Таким образом, фокусное расстояние f_2 коррекционной линзы должно быть $f_2 - \frac{1}{\Phi_2} = 70\,000$ мм, т. е. в семь раз больше, чем фокусное расстояние объектива, и она укорачивает фокусное расстояние последнего при совместной работе на 15%. Фокус приближается к объективу на 14—15 см.

В качестве компенсационной линзы лучше применять клеенную «гиперхроматическую» систему из положительной флинтовой линзы и отрицательной кроновой. С той же целью применяют афокальные системы с таким же расположением линз. В последнем случае фокусное расстояние объектива не меняется.

В настоящее время потребность в коррекционных линзах в некоторой степени отпала, так как появились материалы, достаточно чувствительные к красной области спектра. Однако описанные выше коррекционные линзы могут принести большую пользу тем, что они позволяют значительно улучшить качество изображений, создаваемых в коротковолновой области спектра.

В заключение приведем конструктивные элементы ряда апохроматических объективов, рассчитанных Б. Л. Нефедовым, и их aberrации (табл. 1.47—1.54).

Т а б л и ц а 1.50

Аберрации (точка на оси) апохроматического объектива [2]
 $f' = 1000$ мм; 1 : 8

h	D		$\delta s'_C$	$\delta s'_F$	$\delta s'_g$
	$\delta s'$	$\eta, \%$			
0	0,0	0,0	-0,021	-0,025	-0,027
70,711	-0,002	-0,010	-0,033	-0,007	0,005
100	-0,004	0,0	-0,038	-0,010	-0,004

Т а б л и ц а 1.51

Конструктивные элементы апохроматического объектива ¹
 $f' = 1000$ мм; 1 : 10

r	d	n_D	v	Марка стекла	$D_{св}$
∞					100
*	12	1,5688	62,9	ТК12	100
	12	1,5688	56,0	ВК10	100
∞					100
	1	1,0			100
774,5					100
	12,2	1,7550	27,5	ТФ5	100
-2148,0					100
	0,5	1,0			100
264,2					100
	10,9	1,4874	70,0	ЛК3	100
-688,7					100
	8,6	1,6505	43,4	ОФ4	100
360,6					100
	7,8	1,0			100
-391,7					100
	8,6	1,6505	43,4	ОФ4	100
632,4					100
	10,6	1,4874	70,0	ЛК3	95,6
-288,4					95,6
		1,0			

Примечание. * — Асферическая поверхность. Уравнение меридионального сечения асферической поверхности: $x = -0,29113 \cdot 10^{-4} y^2 + 0,12519 \cdot 10^{-8} y^4$; радиус кривизны поверхности в ее вершине: $r_0 = 1717,44$ мм.

¹ Авт. свид. № 189176.

Таблица 1.52

Аберрации (точка на оси) апохроматического объектива¹
 $f' = 1000 \text{ мм}; 1 : 10$

h	D		$\delta s'_C$	$\delta s'_F$	$\delta s'_G$
	$\delta s'$	$\eta, \%$			
0	0	0	0,087	-0,017	-0,032
50 $\sqrt{1/2}$	0,037	-0,010	0,116	-0,008	-0,071
50	0	-0,017	0,103	-0,015	-0,109

¹ Авт. свид. № 189176.

Таблица 1.53

Конструктивные элементы апохроматического объектива [2]
 $f' = 1000 \text{ мм}; 1 : 6,7$

r	d	n_D	v	Марка стекла
317,31	26,3	1,5190	69,85	ФК1
-393,13	27,85	1,0		
-330,37	11,4	1,6625	41,77	ОФ5
255,29	22,4	1,5190	69,35	ФК1
-966,27	0,25	1,0		
-151,6	16,4	1,8060	25,36	ТФ10
-342,36	13,4	1,6625	41,77	ОФ5
-5620,3				

Таблица 1.54

Аберрации (точка на оси) апохроматического объектива [2]
 $f' = 1000 \text{ мм}; 1 : 6,7$

h	D		$\delta s'_C$	$\delta s'_F$	$\delta s'_G$
	$\delta s'$	$\eta, \%$			
0,0	0,0	0,0	-0,010	-0,041	-0,115
53,08	0,015	-0,016	-0,013	0,013	-0,031
75	0,069	-0,008	0,040	0,063	0,015

Список литературы

1. Нефедов Б. Л. О вторичном спектре объектива, состоящего из двух сортов стекол и призмы, эквивалентной плоскопараллельной пластинке.— «Труды ГОИ», 1970, т. XXXVII, вып. 167, с. 204—213.
2. Нефедов Б. Л. Расчет апохроматов из двух и трех различных стекол.— ОМП, 1973, № 1, с. 52—62.
3. Русинов М. М. Габаритные расчеты оптических систем. М., Геодезиздат, 1959, 255 с.
4. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. М., ОНТИ, 1937, 694 с.
5. Слюсарев Г. Г. Хроматизм в телескопических системах.— «Труды ГОИ», 1932, т. VIII, вып. 76, с. 1—37.
6. Слюсарев Г. Г. Таблицы для расчета двухлинзовых склеенных объективов. Л., ГОИ, 1949, 50 с.
7. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. Л., «Машиностроение», 1969, 670 с.
8. Слюсарева-Ильина А. И. Формулы для расчета тройного склеенного объектива.— ОМП, 1958, № 4, с. 11—13.
9. Слюсарева-Ильина А. И., Смилътнек Т. П. Об aberrациях высших порядков двух- и трехлинзовых склеенных объективов.— «Труды ГОИ», 1970, т. XXXVII, вып. 167, с. 82—115.
10. Стефанский М. С. Расчет бесконечно тонкого объектива, состоящего из двухлинзового склеенного компонента и простой линзы.— ОМП, 1958, № 8, с. 29—31.
11. Miks A., Vandrigh J. «Optik», 1968/1969, Bd. 28, № 4.
12. Merz V. «Münch. Akad. Ber.», 1968, Bd. 28.
13. Ross F. «Astroph. Journ.», 1932, Bd. 76, № 3.

ОКУЛЯРЫ, ОБОРАЧИВАЮЩИЕ СИСТЕМЫ, ЗРИТЕЛЬНЫЕ ТРУБЫ

1. ОКУЛЯРЫ

Общие свойства окуляров

Окуляром называется последний компонент телескопических систем, находящийся непосредственно перед глазом наблюдателя (или любого другого приемника световой энергии, создающего изображение бесконечно далеких предметов). В его переднем фокусе образуется изображение бесконечно далеких предметов, создаваемое объективом (одним или в комбинации с оборачивающими системами, призмными или линзовыми).

Окуляр представляет собой короткофокусную, обычно от 10 до 50 мм (в редких случаях выходящую из этих пределов), оптическую систему. Его относительное отверстие равно относительному отверстию впереди стоящей системы, оно меняется в пределах от 1 : 2 до 1 : 15 в астрономических инструментах.

Для окуляров характерны большие углы поля зрения. Если в старинных зрительных и астрономических трубах наблюдатели довольствовались углами в 30—40° в пространстве изображений, то в настоящее время при наблюдении быстро движущихся предметов, широких ландшафтов требуются поля, превышающие 70—80° и доходящие до 100° и больше.

Другой характерной чертой окуляра является большое расстояние от его последней поверхности до выходного зрачка, поскольку зрачок глаза (при малых углах поля) должен совпадать с выходным зрачком окуляра; при больших углах поля вследствие движений глазного яблока, необходимых для охвата всего поля, выходной зрачок окуляра должен совпасть с центром вращения глазного яблока. В первом случае это расстояние составляет 10—12 мм, во втором — около 25 мм.

Перечисленные особенности окуляра приводят к тому, что главное внимание при исправлении aberrаций должно быть обращено на aberrации наклонных пучков: дисторсию, астигматизм, кривизну поля, хроматическую разность увеличений; осевые aberrации должны быть устранены лишь при наличии сеток. В широкоугольных окулярах aberrация в зрачке может оказаться значительной; она может свести на нет все качества окуляра, мешая одновременному рассмотрению всего поля зрения.

Большие трудности вызывает исправление кривизны поля, которое требует значительного усложнения конструкции. Учитывая аккомодационную способность глаза, можно допустить такую кривизну, при которой разность аккомодации в центре поля и на краях не превышает нескольких диоптрий.

Компенсация окуляром aberrаций предшествующей оптической системы

Поскольку впереди окуляра стоит всегда объектив или более сложная система, следует при расчете окуляра учесть aberrации этой системы и уметь заранее определять aberrации в пространстве изображений, зная aberrации объектива и окуляра.

Окуляры удобно рассчитывать в обратном ходе, при котором плоскость объектов находится на бесконечности (имеется в виду, что наблюдатель обладает нормальным зрением, т. е. его дальняя точка находится на бесконечности). В первом приближении для точки на оси и при небольших углах поля можно считать, что aberrации телескопической системы могут быть получены делением суммы aberrаций (с соответствующими знаками) на фокусное расстояние окуляра; но при больших углах поля следует применять более точные приемы, например формулу Д. Ю. Гальперна [1] для сложения меридиональной aberrации системы, предшествующей окуляру, с aberrацией окуляра, вычисленной для обратного хода лучей.

Рассмотрим на рис. 11.1 луч L_1 , вышедший из системы, предшествующей окуляру, и пересекающий фокальную плоскость окуляра в точке A на расстоянии $y_1' = y_{0,1}' + \delta g_1'$ от оптической оси. Луч L_2 , рассчитанный через окуляр в обратном ходе, пересекает переднюю фокальную плоскость окуляра в точке B на расстоянии $y_2' = y_{0,2}' + \delta g_2'$ от оптической оси. Координаты точек пересечения лучей L_1 и L_2 в плоскости входного зрачка окуляра предполагаются равными. Величины $y_{0,1}'$ и $y_{0,2}'$ — координаты точек пересечения лучей L_1 и L_2 с передней фокальной плоскостью, вычисляемые по формулам параксиальной оптики, предполагаются равными, т. е. $y_{0,1}' = y_{0,2}'$ и, следовательно, при $\delta g_1' = 0$ $\delta g_2' = 0$ луч L_2 , рассчитанный через окуляр в обратном ходе, совпадает с L_1 , выходящим из системы, предшествующей окуляру. Угол $du' = DML_2$ между лучами L_1 и L_2 представляет собой aberrацию системы для луча L_1 после расчета его через всю систему в прямом ходе. Совмещение точек пересечения лу-

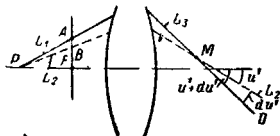


Рис. 11.1

чей L_1 и L_2 с передней фокальной плоскостью окуляра можно выразить следующим равенством:

$$y'_{0,1} + \vec{\delta g'_1} = f'_{\text{ок}} \operatorname{tg}(u' + du') + \vec{\delta g'_2} + \frac{d\vec{\delta g'_2}}{du'} du'. \quad (\text{II.1})$$

Величина $f'_{\text{ок}} \operatorname{tg}(u' + du')$ определяет координату точки в передней фокальной плоскости окуляра, соответствующей параксиальному пучку, параллельному в пространстве изображений системы лучу L_2 . Третий член правой части формулы (II.1) дает приращение аберрации окуляра вследствие изменения наклона луча L_2 на величину du' . Считая du' бесконечно малой, можно формулу (II.1) представить в виде

$$y'_{0,1} + \vec{\delta g'_1} = f'_{\text{ок}} \operatorname{tg} u' + \frac{f'_{\text{ок}}}{\cos^2 u'} du' + \vec{\delta g'_2} + \frac{d\vec{\delta g'_2}}{du'} du'. \quad (\text{II.2})$$

Так как величина $f'_{\text{ок}} \operatorname{tg} u'$ соответствует параксиальному значению координаты точки пересечения луча L_2 с передней фокальной плоскостью окуляра, равной по предположению $y'_{0,1}$, то формула (II.2) принимает следующий вид:

$$\vec{\delta g'_1} = \frac{f'_{\text{ок}}}{\cos^2 u'} du' + \vec{\delta g'_2} + \frac{d\vec{\delta g'_2}}{du'} du',$$

откуда окончательно находим

$$du' = \frac{\vec{\delta g'_1} - \vec{\delta g'_2}}{\frac{f'_{\text{ок}}}{\cos^2 u'} + \frac{d\vec{\delta g'_2}}{du'}}. \quad (\text{II.3})$$

По этой формуле вычисляется в угловой мере меридиональная аберрация системы по известным значениям поперечных меридиональных аберраций в передней фокальной плоскости как предшествующей окуляру системы, так и самого окуляра. Из этой же формулы следует, что при большом абсолютном значении величины разности $\vec{\delta g'_1} - \vec{\delta g'_2}$ аберрация всей системы в угловой мере du' может оказаться малой, если значение производной $\frac{d\vec{\delta g'_2}}{du'}$ велико по сравнению со значением первого члена знаменателя; это обстоятельство имеет не только теоретическое, но и практическое значение.

Заметим, что в формуле (II.3) под производной $\frac{d\vec{\delta g'_2}}{du'}$ понимается производная от всех аберраций окуляра для меридионального луча по углу поля зрения; если рассматриваемый луч является главным лучом, то эта производная равна производной

от дисторсии окуляра по углу поля зрения. Способ вычисления производной $\frac{d\delta g_2}{du'}$, основанный на применении обобщенного условия косинусов, приводится в [11].

На практике эта производная может быть получена графически следующим образом. Рассчитывается ход ряда лучей (5—10), исходящих из центра входного зрачка P окуляра (в прямом ходе); для каждого из этих лучей отмечаются высоты y' точки пересечения луча A с фокальной плоскостью окуляра и угол u' ; составляется график g' как функции от u' . Угловым коэффициентом касательной к кривой $y' = f(u')$ в точке с ординатой δg_2 представляет собой искомую величину.

Наиболее часто применяемые на практике (в биноклях, подзорных трубах, геодезических приборах, микроскопах и т. д.) окуляры состоят из двух сравнительно тонких, разделенных более или менее значительным воздушным промежутком компонентов. Их угол поля зрения не превышает 40—50°, относительное отверстие 1 : 4, и при таких характеристиках метод расчета, основанный на подгонке коэффициентов аберраций 3-го порядка в упрощенном виде (в предположении бесконечно тонких компонентов), позволяет получить вполне удовлетворительные результаты без большой затраты труда.

Более сложные широкоугольные окуляры, окуляры с удаленным выходным значком, требующие более утонченных и трудоемких методов расчета, будут рассмотрены ниже.

Окуляры, состоящие из двух тонких компонентов

Суммы Зейделя для окуляров, состоящих из двух тонких компонентов. В настоящее время при наличии ЭВМ, обладающих громадной скоростью вычислений, излюбленный способ расчета окуляров (как и большинства оптических систем) заключается в выборе готового, т. е. уже рассчитанного, окуляра с близкими характеристиками (такой всегда найдется в архиве вычислительного бюро) и доведении его с помощью ЭВМ до состояния, обеспечивающего получение необходимого качества изображения. Неоднократные неудачи при попытках использовать машину для подгонки аберраций вызваны чаще всего тем, что от исследуемой системы требуют того, что она по разным причинам, например недостаточной гибкости выбранной схемы, не в состоянии давать, несмотря на кажущееся обилие свободных параметров.

Поэтому подробный анализ коррекционных возможностей (с точки зрения исправления аберраций 3-го порядка) окуляров, состоящих из двух тонких компонентов, должен служить основой для решения вопроса о том, можно ли с помощью такой системы добиться искомых результатов.

Выражения для коэффициентов аберраций 3-го порядка окуляров, состоящих из двух бесконечно тонких компонентов, совпадают с приведенными в [3, гл. II], но их следует применять по-другому, поскольку в первую очередь нужно заботиться об астигматизме, дисторсии, коме и хроматической разности увеличения.

При расчете окуляров удобно составлять выражения для сумм Зейделя в предположении обратного хода лучей. Для коэффициентов перечисленных аберраций имеем следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} S_{II} &= y_1 P_1 + y_2 P_2 + W_1 + W_2; \\ S_{III} &= y_1^2 P_1 + 2y_1 W_1 + \frac{y_2^2}{h_2} P_2 + \frac{2y_2}{h_2} W_2 + \alpha_2 + \frac{1-\alpha_2}{h_2}; \\ S_{IV} &= \pi_1 \alpha_2 + \pi_2 \frac{1-\alpha_2}{h_2}; \\ S_V &= y_1^3 P_1 + 3y_1^2 W_1 + y_1 \Phi_1 (3 + \pi_1) + \frac{y_2^3}{h_2^2} P_2 + \\ &+ 3 \frac{y_2^2}{h_2^2} W_2 + \frac{y_2 \Phi_2}{h_2} (3 + \pi_2); \\ S_{II chr} &= -[y_1 \alpha_2 C_1 + y_2 (1 - \alpha_2) C_2], \end{aligned} \right\} (II.4)$$

где h и y — высоты пересечения с компонентами первого и второго параксимальных (вспомогательных) лучей; Φ_1 и Φ_2 — оптические силы первого и второго компонентов при фокусном расстоянии всей системы, равном единице:

$$\Phi_1 = \alpha_2; \quad \Phi_2 = \frac{1 - \alpha_2}{h_2}.$$

Основные параметры C_1 и C_2 определяют хроматизм системы. Величины P_1 , P_2 , W_1 и W_2 — функции углов α_h пересечения первого вспомогательного луча с осью, определенные формулами:

$$\left. \begin{aligned} P_i &= \sum \left(\frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \Delta \frac{\alpha}{n}; \\ W_i &= \sum \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{\alpha}{n}, \end{aligned} \right\} (II.5)$$

где суммирование распространено на все поверхности компонента i .

Исключим величины P_1 и W_1 , вводя вместо них основные параметры P_i и W_i , согласно изложенному в [3, гл. III] методу;

Таблица II.1

Зависимость сумм S_I , S_{II} , S_{III} , S_V от величин α_2 и h_{II}

Коэффици- циенты	S_I	S_{II}
A_1	α_2^3	$y_1 \alpha_2^3$
B_1	0	α_2^2
C_1	0	0
A_2	$h_{II} (1 - \alpha_2)^3$	$y_{II} (1 - \alpha_2)^3$
B_2	$4h_{II} \alpha_2 (1 - \alpha_2)^2$	$(1 - \alpha_2)^2 (1 + 4\alpha_2 y_{II})$
C_2	$h_{II} \alpha_2 (1 - \alpha_2) [(4 + 2\pi_2) \alpha_2 - 1]$	$\alpha_2 (1 - \alpha_2) [2 + \pi_2 +$ $+ y_{II} [(4 + 2\pi_2) \alpha_2 - 1]]$
C_2 при $\beta_3 = 0$	0	$\alpha_2 (1 - \alpha_2) [3 + \pi_2 - (4 +$ $+ 2\pi_2) \alpha_2] = \alpha_2 (1 - \alpha_2) \times$ $\times (3,7 - 5,4\alpha_2)$
S_{III}		S_V
A_1	$y_1^2 \alpha_2^3$	$y_1^3 \alpha_2^3$
B_1	$2y_1 \alpha_2^2$	$3y_1^2 \alpha_2^2$
C_1	α_2	$y_1 (3 + \pi_1) \alpha_2$
A_2	$y_{II}^2 \frac{(1 - \alpha_2)^3}{h_{II}}$	$y_{II}^3 \frac{(1 - \alpha_2)^3}{h_{II}^2}$
B_2	$\frac{y_{II}}{h_{II}} (1 - \alpha_2)^2 (2 + 4\alpha_2 y_{II})$	$\left(\frac{y_{II}}{h_{II}}\right)^2 (1 - \alpha_2)^2 (4\alpha_2 y_{II} + 3)$
C_2	$\frac{1 - \alpha_2}{h_{II}} \{1 + (4 + 2\pi_2) y_{II} \alpha_2 +$ $+ \alpha_2 y_{II}^2 [(4 + 2\pi_2) \alpha_2 - 1]\}$	$\frac{y_{II}}{h_{II}^2} (1 - \alpha_2) \{3 + \pi_2 + 3 \times$ $\times (2 + \pi_2) y_{II} \alpha_2 +$ $+ \alpha_2 y_{II}^2 [(4 + 2\pi_2) \alpha_2 - 1]\}$
C_2 при $\beta_3 = 0$	$\frac{(1 - \alpha_2)^3}{h_{II}} [1 - 2\alpha_2 (2 + \pi_2)] =$ $= \frac{(1 - \alpha_2)^3}{h_{II}} (1 - 5,4\alpha_2)$	$-\left(\frac{1 - \alpha_2}{h_{II}}\right)^2 [3 + \pi_2 -$ $-(4 + 2\pi_2) \alpha_2] =$ $= -\left(\frac{1 - \alpha_2}{h_{II}}\right)^2 (3,7 - 5,4\alpha_2)$

Таблица II.2
Коэффициенты сумм Зейделя для обобщенного окуляра Рамсдена

h_{II}	Коэффициенты	i					j					k				
		I	II	III	V		I	II	III	V		I	II	III	V	
0,25	$\alpha_2 = +0,8; y_1 = -0,25$															
	A_{1I}	+0,512	-0,128	+0,032	-0,008		+0,616	-0,290	+0,136	-0,064		+0,729	-0,486	+0,324	-0,216	
	B_{1I}	0,0	+0,640	-0,320	+0,120		0,0	+0,725	-0,682	+0,480		0,0	+0,810	-1,080	+1,081	
	C_{1I}	0,0	0,0	+0,800	-0,740		0,0	0,0	+0,850	-1,464		0,0	0,0	+0,900	-2,221	
	A_{2I}	+0,002	-0,008	+0,032	-0,128		+0,001	-0,003	+0,014	-0,054		0,0	-0,001	+0,004	-0,016	
0,5	$\alpha_2 = +0,6; y_1 = -0,383$															
	A_{1I}	+0,138	-0,088	+0,192	-0,128		+0,019	-0,054	+0,126	-0,144		+0,009	-0,026	+0,064	-0,096	
	B_{1I}	0,0	+0,640	-0,320	+0,120		+0,111	-0,114	-0,323	+0,320		+0,087	-0,104	-0,154	+0,186	
	C_{1I}	0,0	0,0	+0,800	-0,740		0,0	0,0	+0,850	-1,464		0,0	0,0	+0,900	-2,221	
	A_{2I}	+0,032	-0,008	+0,032	-0,128		+0,014	-0,027	+0,054	-0,108		+0,004	-0,008	+0,016	-0,032	
0,8	$\alpha_2 = +0,5; y_1 = -0,75$															
	A_{1I}	+0,269	+0,110	-0,717	-0,294		+0,292	-0,017	-0,500	+0,029		+0,266	-0,099	-0,266	+0,099	
	B_{1I}	0,0	+0,360	-0,240	+0,120		0,0	+0,490	-0,562	+0,482		0,0	+0,640	-0,960	+1,079	
	C_{1I}	0,0	0,0	+0,600	-0,739		0,0	0,0	+0,700	-1,484		0,0	0,0	+0,800	-2,230	
	A_{2I}	+0,192	-0,024	+0,128	-0,256		+0,126	-0,162	+0,144	-0,072		+0,064	-0,088	+0,096	-0,032	
1,0	$\alpha_2 = +0,4; y_1 = -1,125$															
	A_{1I}	+0,400	+0,250	-0,531	-0,391		+0,467	-0,007	-0,313	+0,011		+0,429	-0,026	+0,030	-0,009	
	B_{1I}	0,0	+0,400	-0,250	+0,125		0,0	+0,490	-0,562	+0,482		0,0	+0,640	-0,960	+1,079	
	C_{1I}	0,0	0,0	+0,600	-0,739		0,0	0,0	+0,700	-1,484		0,0	0,0	+0,800	-2,230	
	A_{2I}	+0,192	-0,024	+0,128	-0,256		+0,126	-0,162	+0,144	-0,072		+0,064	-0,088	+0,096	-0,032	

h_{II}	Коэффициенты	t							
		I	II	III	V	I	II	III	
0,05		$\alpha_2 = +1,01; y_1 = -0,792$				$\alpha_2 = +1,02; y_1 = -0,588$			
	A_{1t}	+1,030	-0,816	+0,646	-0,512	+1,060	-0,622	+0,366	
	B_{1t}	0,0	+1,020	-0,616	+1,919	0,0	+1,040	-1,223	
	C_{1t}	0,0	0,0	+1,010	-2,956	0,0	0,0	+1,020	
	A_{2t}	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	
	B_{2t}	0,0	0,0	-0,004	-0,042	0,0	-0,001	-0,016	
0,15	C_{2t}	+0,002	-0,018	+0,009	+0,070	+0,004	+0,036	+0,036	
		$\alpha_2 = +1,05; y_1 = -0,635$				$\alpha_2 = +1,075; y_1 = -0,465$			
	A_{1t}	+1,158	-0,735	+0,467	-0,297	+1,243	-0,578	-0,269	
	B_{1t}	0,0	+1,102	-1,400	+1,333	0,0	+1,156	-1,075	
	C_{1t}	0,0	0,0	+1,050	-2,470	0,0	0,0	+1,075	
	A_{2t}	0,0	0,0	+0,001	+0,006	0,0	0,0	+0,003	
-0,25	B_{2t}	-0,002	-0,008	-0,037	-0,133	-0,035	-0,018	-0,086	
	C_{2t}	+0,037	+0,104	+0,078	+0,219	+0,058	+0,170	+0,173	
		$\alpha_2 = +1,05; y_1 = -0,762$				$\alpha_2 = +1,1; y_1 = -0,545$			
	A_{1t}	+1,158	-0,882	+0,672	-0,512	+1,330	-0,726	+0,395	
	B_{1t}	0,0	+1,102	-1,680	+1,920	0,0	+1,210	-1,319	
	C_{1t}	0,0	0,0	+1,050	-2,960	0,0	0,0	+1,100	
-0,35	A_{2t}	0,0	0,0	+0,001	+0,002	0,0	+0,001	+0,004	
	B_{2t}	-0,003	-0,008	-0,028	-0,060	-0,011	-0,034	-0,096	
	C_{2t}	+0,060	+0,100	+0,046	+0,079	+0,136	+0,246	+0,198	
		$\alpha_2 = +1,1; y_1 = -0,649$				$\alpha_2 = +1,15; y_1 = -0,497$			
	A_{1t}	+1,331	-0,864	+0,561	-0,364	+1,521	-0,756	+0,376	
	B_{1t}	0,0	+0,210	-1,571	+1,529	0,0	+1,322	-1,314	
	C_{1t}	0,0	0,0	+1,100	-2,641	0,0	0,0	+1,150	
	A_{2t}	0,0	+0,001	+0,003	+0,008	+0,001	+0,003	+0,010	
	B_{2t}	-0,015	-0,034	-0,069	-0,114	-0,036	-0,081	-0,187	
	C_{2t}	+0,190	+0,246	+0,141	+0,183	+0,315	+0,433	+0,835	

Т а б л и ц а II.3

Коэффициенты сумм Зейделя для окуляра Гюйгенса

V	I	II	III	V	I	II	III	V
$\alpha_2 = +1,03; y_1 = -0,388$					$\alpha_2 = +1,04; y_1 = -0,192$			
-0,215	+1,091	-0,423	+0,164	-0,064	+1,125	-0,216	+0,042	-0,008
+1,078	0,0	+1,061	-0,823	+0,479	0,0	+1,082	-0,415	+0,120
-2,219	0,0	0,0	+1,030	-1,479	0,0	0,0	+1,040	-0,739
+0,003	0,0	0,0	0,0	+0,011	0,0	0,0	+0,001	+0,026
-0,166	0,0	-0,003	-0,038	-0,403	0,0	-0,005	-0,069	-0,742
+0,289	+0,007	+0,058	+0,082	+0,670	+0,009	+0,030	+0,143	+1,226
$\alpha_2 = +1,1; y_1 = 0,303$					$\alpha_2 = +1,125; y_1 = -0,148$			
-0,125	+1,331	-0,403	+0,122	-0,037	+1,424	-0,211	+0,031	-0,005
+0,750	0,0	+1,210	-0,734	+0,333	0,0	+1,266	-0,375	+0,083
-1,850	0,0	0,0	+1,100	-1,233	0,0	0,0	+1,125	-0,616
+0,019	0,0	+0,001	+0,007	+0,044	0,0	+0,002	+0,013	+0,089
-0,324	-0,007	-0,034	-0,160	-0,623	-0,010	-0,054	-0,260	-1,040
+0,526	+0,062	+0,238	+0,320	+0,995	+0,107	+0,334	+0,528	+1,648
$\alpha_2 = +1,15; y_1 = -0,348$					$\alpha_2 = +1,2; y_1 = -0,167$			
-0,215	+1,521	-0,529	+0,184	-0,064	+1,728	-0,239	+0,048	-0,008
+1,078	0,0	+1,322	-0,920	+0,480	0,0	+1,440	-0,431	+0,120
2,218	0,0	0,0	+1,150	-1,481	0,0	0,0	+1,200	-0,741
+0,016	+0,001	+0,003	+0,014	+0,054	+0,002	+0,008	+0,032	+0,128
-0,224	-0,020	-0,031	-0,260	-0,576	-0,048	-0,152	-0,445	-1,152
+0,358	+0,225	+0,433	+0,469	+0,904	+0,329	+0,667	+0,977	+1,779
$\alpha_2 = +1,2; y_1 = -0,357$					$\alpha_2 = +1,25; y_1 = -0,229$			
-0,187	+1,728	-0,617	+0,226	-0,079	+1,953	-0,447	+0,102	-0,023
+0,390	0,0	+1,440	-1,023	+0,550	0,0	+1,562	-0,716	+0,246
-2,115	0,0	0,0	+1,200	-1,585	0,0	0,0	+1,250	-1,059
+0,028	+0,003	+0,008	+0,023	+0,065	+0,005	+0,016	+0,046	+0,133
-0,294	-0,067	-0,152	-0,320	-0,588	-0,109	-0,258	-0,536	-1,020
+0,461	+0,460	+0,688	+0,626	+0,908	+0,627	+0,953	+1,027	+1,555

там же даны формулы перехода (III.25). После замены получаем новые формулы такого вида:

$$S_t = A_{1,t}P_1 + B_{1,t}W_1 + C_{1,t} + A_{2,t}P_2 + B_{2,t}W_2 + C_{2,t}, \quad (II.6)$$

где t имеет значения I, II, III, IV и V; $A_1, B_1, C_1, A_2, B_2, C_2$ — коэффициенты, зависящие от внешних элементов y, h, α ; коэффициенты C зависят также и от параметров π , которые можно считать постоянными и равными 0,70 для склеенных линз и 0,65 — для простых. В табл. II.1 даны коэффициенты A, B, C для всех сумм Зейделя, за исключением пецвалеовой, зависящей только от α_2 и h_{II} .

Во избежание недоразумений, могущих возникнуть при переходе к конечным толщинам линз, обозначаем величины y и h , относящиеся к бесконечно тонкой второй линзе, через y_{II} и h_{II} .

В конце каждой графы дано значение коэффициента C_2 при $\beta_3 = 0$, т. е. для того частного случая, когда входной лучок (в прямом ходе) находится на бесконечности. Так как в этом случае $y_{II} = -1$, то выражение для этого коэффициента принимает более простой вид. Величина y_1 вычисляется по формуле

$$y_1 = \frac{1 - \alpha_2 - h_{II}}{h_{II}\alpha_2}. \quad (II.7)$$

В табл. II.2 и II.3 даны значения коэффициентов $A_1, B_1, C_1, A_2, B_2, C_2$ для четырех сумм Зейделя S_I, S_{II}, S_{III} и S_V в предположении, что входной лучок в прямом ходе находится на бесконечности. Так как в большинстве случаев входной лучок окуляров находится сравнительно далеко — на расстояниях, равных многократным фокусным расстояниям их, то выводы, полученные для случая $\beta_3 = 0$, остаются справедливыми.

В формулах табл. II.1 предположено, что $\pi_1 = \pi_2 = 0,70$. Рассмотрим два типа окуляров. Первый может быть назван обобщенным окуляром Рамсдена и состоит из двух положительных, как угодно сложных, но бесконечно тонких компонентов, расположенных таким образом, что передний фокус окуляра (в прямом ходе) находится впереди окуляра. Второй окуляр — окуляр Гюйгенса — состоит из двух положительных, как угодно сложных, но бесконечно тонких линз с передним фокусом, расположенным внутри окуляра.

Коэффициенты для S_{IV} не вычислялись, так как эта сумма определяется очень просто по формуле

$$S_{IV} = \pi_1\alpha_2 + \pi_2 \frac{1 - \alpha_2}{h_{II}}$$

или

$$S_{IV} = 0,70 \left(\alpha_2 + \frac{1 - \alpha_2}{h_{II}} \right) \text{ при } \pi = 0,70. \quad (II.8)$$

Обе суммы, определяющие хроматические aberrации, получаются по следующим формулам:

$$\left. \begin{aligned} S_{11chr} &= -y_1 \alpha_2 C_1 + (1 - \alpha_2) C_2; \\ S_{1chr} &= \alpha_2 C_1 + h_{11} (1 - \alpha_2) C_2, \end{aligned} \right\} \quad (II.9)$$

где

$$C_1 = - \sum \frac{\varphi_i}{v_i}, \quad \sum \varphi_i = \varphi.$$

В случае простых линз из одного стекла с относительной дисперсией v применяются формулы:

$$\left. \begin{aligned} S_{1chr} &= - \frac{1}{v} [\alpha_2 + h_{11} (1 - \alpha_2)]; \\ S_{1chr} &= \frac{1}{v} [y_1 \alpha_2 - (1 - \alpha_2)]. \end{aligned} \right\} \quad (II.10)$$

Пользуясь табл. II.2, II.3, легко рассчитать суммы для любого окуляра, состоящего из двух бесконечно тонких компонентов, в очень широких пределах изменения всех его параметров для наиболее общего случая. Рассмотрим сначала наиболее простые частные случаи окуляров Гюйгенса и Рамсдена.

Окуляр Рамсдена. *Аберрации окуляра Рамсдена.* Окуляр Рамсдена состоит из двух плоско-выпуклых линз, обращенных друг к другу выпуклостями. По формулам (II.5) находим для первого компонента:

$$P_1 = \frac{n^2}{(n-1)^2}; \quad W_1 = \frac{n}{n-1}; \quad (II.11)$$

для второго:

$$P_2 = \frac{n^3 - 2n^2 + 2}{n(n-1)^2}; \quad W_2 = \frac{n^2 - n - 1}{n(n-1)}.$$

Например, при $n = 1,516$ имеем $P_1 = 8,64$; $W_1 = 2,94$; $P_2 = 2,33$; $W_2 = -0,33$. Подставляя перечисленные значения P и W в выражения сумм $S_1, \dots, S_v$ (II.6), коэффициенты которых даны в табл. II.2, получаем значения коэффициентов aberrаций 3-го порядка окуляра Рамсдена (табл. II.4). Результаты вычислений иллюстрируются графиками (рис. II.2—II.4), на которых для каждого h_{11} отложены значения всех семи сумм в зависимости от параметра α_2 .

При отсчетах по рис. II.2—II.4 (а также по рис. II.5—II.8, относящимся к окуляру Гюйгенса) необходимо иметь в виду, что слева дана шкала для всех сумм Зейделя, кроме S_1 . Для суммы S_1 дана особая шкала справа. Значения хроматической суммы S_{1chr} умножены на -10 и соответствуют относительной дисперсии $v = 64$, поэтому ординаты кривой равны взятой с обратным знаком хромати-

Т а б л и ц а 11.4

Суммы Зейделя при различных значениях α_2 , h_{11}
для окуляра Рамсдена

h_{11}	Суммы Зейделя	$\alpha_2 = 0,80$	$\alpha_2 = 0,85$	$\alpha_2 = 0,90$
0,25	S_I	+4,35	+5,43	+6,39
	S_{II}	+0,68	-0,48	-1,92
	S_{III}	-0,38	-0,31	+0,36
	S_{IV}	+1,05	+0,95	+0,85
	S_V	-0,31	-0,36	-0,73
	$S_{I \text{ chr}}$	+0,13	+0,13	+0,14
	$S_{II \text{ chr}}$	-0,62	-0,85	-1,09
		$\alpha_2 = 0,60$	$\alpha_2 = 0,70$	$\alpha_2 = 0,80$
0,5	S_I	+1,84	+3,25	+4,68
	S_{II}	+0,47	-0,28	-1,52
	S_{III}	-0,35	-0,40	+0,21
	S_{IV}	+0,99	+0,85	+0,79
	S_V	-1,47	-0,76	-0,88
	$S_{I \text{ chr}}$	+0,12	+0,13	+0,14
	$S_{II \text{ chr}}$	-0,93	-1,09	-1,28
		$\alpha_2 = 0,80$	$\alpha_2 = 0,70$	$\alpha_2 = 0,90$
0,8	S_I	+1,61	+3,41	+6,57
	S_{II}	-0,03	-1,20	-3,83
	S_{III}	-0,16	+0,33	+2,17
	S_{IV}	+0,74	+0,71	+0,67
	S_V	-1,58	-1,07	-2,34
	$S_{I \text{ chr}}$	+0,14	+0,14	+0,15
	$S_{II \text{ chr}}$	-1,36	-1,44	-1,52

ческой aberrации, которую имел бы окуляр с фокусным расстоянием 10 мм. Вторая хроматическая сумма представлена ординатами, равными $100S_{IIchr}$; так как эта сумма равна относительной хроматической aberrации увеличения, то ординаты кривых S_{IIchr} равны этой aberrации, выраженной в процентах. Величины S_{IIchr} соответствуют относительной дисперсии ν — 64 и знаки их нужно

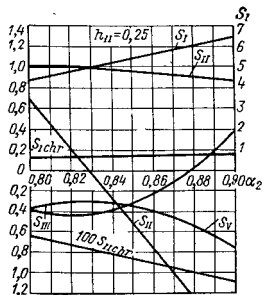


Рис. 11.2

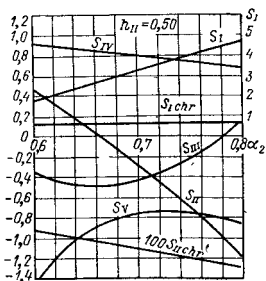


Рис. 11.3

понимать так, что при $S_{IIchr} > 0$ для луча, идущего в обратном ходе, $100 \frac{l'_F - l'_C}{l'_D} > 0$. В окуляре Рамсдена $S_{IIchr} < 0$ и $100 \frac{l'_F - l'_C}{l'_D} < 0$; это означает, что в прямом ходе окуляр сильнее увеличивает в синих лучах, чем в красных. На контурах изображения белого объекта видна синяя каемка.

Рассмотрев рисунки, можно прийти к следующим выводам. Сферическая aberrация окуляров Рамсдена всегда большая и отрицательная, так как первая сумма лежит в пределах 3—6; она несправима.

Кома окуляров указанного типа может иметь любой знак и ее легко уничтожить. При этом сумма S_{III} всегда близка к значениям от $-0,3$ до $-0,4$, т. е. к наиболее выгодным значениям для этой суммы, так как при этом кривизна меридиональных пучков несколько переисправлена, т. е. вогнутость направлена от окуляра, если расчет делается в обратном ходе; кривизна сагиттальных пучков немного недоисправлена, т. е. вогнутость направлена

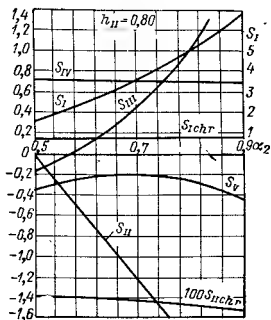


Рис. 11.4

к окуляру; средняя кривизна близка к нулю. При таком исправлении продольная величина астигматизма для угла ω_1 , равного 20° , составляет 4% фокусного расстояния. Пецвалева сумма S_{IV} окуляров Рамсдена близка к значению $0,7-0,8$; довольно большое число, если вспомнить, что эта сумма у объективов имеет такое же значение и что действия кривизны обеих систем складываются.

Дисторсия окуляров Рамсдена довольно большая: сумма S_V близка к 1. По формуле $\frac{\delta g'}{f'} = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \omega_1 S_V$ получается, что при $\omega_1 = 20^\circ$ $\frac{\delta g'}{f'} = -6,6\%$ — очень заметная величина. Дисторсия принимает наилучшие значения почти одновременно с суммами S_{II} и S_{III} .

Хроматическая aberrация положения окуляров Рамсдена довольно постоянна. При фокусном расстоянии 10 мм она приблизительно равна $-0,13$, если $\nu = 64$.

Хроматическая разность увеличений велика и меняется от 0,6 до 1,5; она тем больше по абсолютному значению, чем больше y_1 , т. е. расстояние от выходного зрачка до первой поверхности окуляра. Грубо можно считать, что хроматическая разность увеличений равна 1%; при угле 20° 1% соответствует $12'$ — заметной величине. Обычно считают, что поле зрения окуляра Рамсдена не должно превышать 40° .

Расчет окуляра Рамсдена не представляет никаких затруднений, если имеются графики (рис. II.2—II.4). Задав aberrации окуляра, находят значения сумм и по кривым выбирают значения α_2 и h_{II} . Значения g_1 , определяющие положение входного зрачка, можно получить из табл. II.2.

Наилучшие конструкции окуляра Рамсдена соответствуют тем значениям параметров h_{II} и α_2 , при которых $S_{II} = 0$ и $S_3 \approx -0,3$; y_1 желательно брать наименьшим, так как большому y_1 соответствует большое значение хроматической aberrации. Но в то же время необходимо иметь в виду, что в окуляре Рамсдена не следует брать x_1 меньше 6—8 мм, иначе глаз не может сразу охватить все поле зрения; например, при фокусном расстоянии $f' = 20$ мм y_1 нужно брать не менее чем от $-0,3$ до $-0,4$.

Влияние толщин в окуляре Рамсдена. После выбора величин α_2 и h_{II} , при которых получаются нужные значения сумм и внешних элементов, т. е. расстояния до выходного зрачка, до сетки, если такая имеется, и т. д., остается выполнить переход от бесконечно тонких линз к линзам конечной толщины. Наиболее простой метод перехода в данном случае заключается в том, что h_3 — высота на первой поверхности второй «толстой» линзы — принимается равной h_{II} тонкой системы. Величины $h_1 = h_2$ берутся равными единице. Все величины α сохраняют свои значения при переходе к «толстой» системе. При этом значения сумм практически не меняются.

Пример расчета окуляра Рамсдена для астрономического объектива. Пусть требуется рассчитать окуляр Рамсдена с фокусным расстоянием 15,2 мм для астрономической трубы. Если увеличение всей системы велико — порядка 160, то можно считать, что входной зрачок окуляра находится на бесконечности, а следовательно, выходной зрачок помещается в задней фокальной плоскости. Можно положить высоту y_{II} пересечения второго вспомогательного луча со второй линзой в обратном ходе равной единице со знаком минус. Имея в виду для окуляра самостоятельное исправление, примем, что сумма S_{III} имеет значение от $-0,3$ до $-0,35$. Величину S_{II} можно брать равной нулю, но еще лучше дать ей небольшое отрицательное значение в пределах от $-0,2$ до $-0,3$, компенсирующее обычно встречающуюся кому объективов.

Желая получить по возможности малые $S_{II\text{chr}}$ и S_V , нужно брать небольшое значение h_{II} ; примем, что $h_{II} = 0,25$. Тогда при $\alpha_{II} = 0,84$ имеем из рис. II.2 $S_{II} = -0,25$; $S_{III} = -0,37$. Останавливаясь на этих значениях h_{II} и α_{II} , причем $\alpha_2 = \alpha_{II}$. В этом случае $S_I = 5,2$; $S_{IV} = 0,95$; $S_V = -0,33$; $10S_{I\text{chr}} = +0,13$; $S_{II\text{chr}} = -0,8\%$.

При диаметре выходного зрачка окуляра 2,1 мм получаем на краю зрачка продольную сферическую aberrацию по формуле

$$\delta s' = -\frac{1}{2} S_I \frac{m_1^2}{f'} = -\frac{1}{2} \cdot 5,2 \cdot \frac{1,05^2}{15,02} = 0,188 \text{ мм}$$

и хроматическую aberrацию положения

$$\delta s' = -f' S_{I\text{chr}} = -1,52 \cdot 0,13 = -0,198 \text{ мм.}$$

Расстояния Δm и Δs от меридионального и сагиттального фокусов до гауссовой плоскости изображения равны для $\omega_1 = 15^\circ$:

$$\Delta m = -\frac{1}{2} f' \operatorname{tg}^2 \omega_1 (3S_{III} + S_{IV}) = +0,08 \text{ мм;}$$

$$\Delta s = -\frac{1}{2} f' \operatorname{tg}^2 \omega_1 (S_{III} + S_{IV}) = -0,31 \text{ мм.}$$

Астигматическая разность равна $-0,39$ мм. Хроматическая разность увеличений для 15° составляет $15^\circ \cdot 0,008 = 0,12^\circ = 7,2'$. Кома для наклона $\omega_1 = -15^\circ$ и при диаметре зрачка 2,1 мм определяется формулой

$$\delta g'_k = -\frac{3m_1^2}{2f'} \operatorname{tg} \omega_1 S_{II} = 1,5 \cdot \frac{1,05^2}{15,2} \cdot 0,268 \cdot 0,25 = 0,007 \text{ мм.}$$

Для проверки воспользуемся формулой (II.133) из работы [3]

$$\delta g'_k = 3f' \left(\frac{\delta s'}{x' - s'} + \frac{\delta f'}{f'} \right), \quad (\text{II.12})$$

где $\delta s'$ — продольная сферическая абберация луча, пересекающего входной зрачок на расстоянии m_1 от оси. В нашем случае $x'-s'$ — расстояние от входного зрачка до заднего фокуса в обратном ходе — равно бесконечности, поэтому

$$\delta g'_k = 3l' \frac{\delta f'}{f'} = -3 \operatorname{tg} \omega_1 \delta f'. \quad (\text{II.13})$$

Сравнение обоих выражений для величины $\delta g'_k$ дает

Т а б л и ц а II.5

Конструктивные элементы окуляра
в обратном ходе

r	d	n_D	v
∞	2,0	1,514	64
-9,32	13,6	1,0	
12,24			
∞	2,4	1,514	64

$$S_{II} = \frac{2f'}{m_1^2} \delta f'; \quad (\text{II.14})$$

величину $\delta f'$ легко получить из тригонометрического расчета хода луча.

Наконец, дисторсия окуляра для угла $\omega_1 = -15^\circ$ равна

$$\begin{aligned} \frac{\delta g'_D}{l'} &= -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^3 \omega_1 S_V = \\ &= -\frac{1}{2} (0,268)^3 \cdot 0,33 = 0,012, \end{aligned}$$

т. е. достигает 1,2%. Конструктивные элементы этого окуляра в обратном ходе даны в табл. II.5.

Расстояние зрачка от первой поверхности -5,2 мм, расстояние заднего фокуса от последней поверхности +2,2 мм.

Тригонометрический расчет хода лучей подтвердил все ожидаемые результаты с точностью порядка 2—10% в отношении значений аббераций. Величина S_{II} , вычисленная по формуле (II.14), получилась -0,22 вместо -0,25.

Часто предлагаемые в курсах оптики конструкции окуляров Рамсдена (и Гюйгенса), определяемые соотношением между фокусными расстояниями компонентов и расстоянием между ними, как например 3 : 2 : 6 или 1 : 1 : 1, не могут быть рекомендованы, так как приводят к довольно большим абберациям.

Окуляр Гюйгенса. Окуляр Гюйгенса состоит из двух плоско-выпуклых линз с обращенными к глазу плоскостями. Задний фокус в обратном ходе — мнимый и находится обычно между линзами окуляра. Применение сеток в окуляре Гюйгенса возможно, но сетка должна находиться между линзами окуляра.

Абберации окуляра Гюйгенса могут быть исследованы также, как и для окуляра Рамсдена. Значения коэффициентов A_{1f} , A_{2f} , B_{1f} , B_{2f} и C_{1f} , C_{2f} для различных значений h_{II} и α_2 даны в табл. II.3. Если принять, что $P_1 = P_2 = \left(\frac{n}{n-1}\right)^2$ и $W_1 = W_2 = \frac{n}{n-1}$, то легко вычислить значения сумм S_I , S_{II} , S_{III} и S_{IV} . Суммы S_{IV} , $S_{I\text{chr}}$, $S_{II\text{chr}}$ вычисляются по формулам (II.8) и (II.9), причем формула (II.8) при $n_2 = n_4$ принимает вид

$$S_{IV} = \frac{1}{n} \left(\alpha_2 + \frac{1-\alpha_2}{h_{II}} \right). \quad (\text{II.15})$$

Результаты этих вычислений показаны в табл. II.6 и иллюстрируются рис. II.5—II.8, рассмотрение которых приводит к следующим выводам. Сферическая aberrация окуляров Гюйгенса значительно больше, чем у окуляров Рамсдена, так как у первых S_I

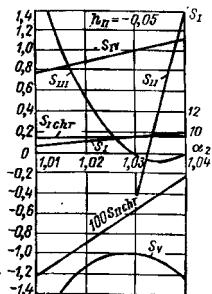


Рис. II.5

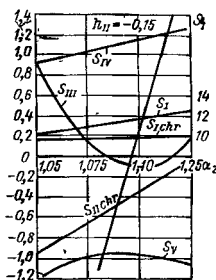


Рис. II.6

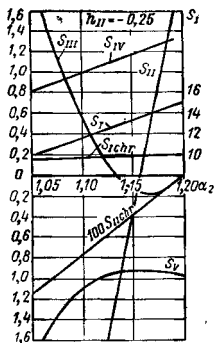


Рис. II.7

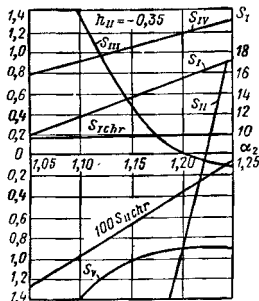


Рис. II.8

изменяется в пределах от 10 до 16, тогда как у последних эти пределы 5—8. Хроматическая продольная aberrация также несколько больше, чем у окуляров Рамсдена (0,2 вместо 0,13).

Кома в окулярах Гюйгенса может быть исправлена полностью, при этом S_{III} принимает значение примерно от $-0,1$ до $-0,2$, при которых получаются довольно хорошие результаты в отно-

Т а б л и ц а П.6
Суммы Зейделя при различных значениях α_2 , h_{II}
для окуляра Гюйгенса

h_{II}	Суммы Зейделя	$\alpha_1 = 1,01$	$\alpha_2 = 1,02$	$\alpha_3 = 1,03$	$\alpha_4 = 1,04$	
-0,05	S_I	+8,91	+9,17	+9,44	+9,74	
	S_{II}	-3,90	-2,29	-0,49	+1,39	
	S_{III}	+1,84	+0,57	0,00	+0,14	
	S_{IV}	+0,81	+0,94	+1,08	—	
	S_V	-1,80	-1,07	-1,04	-1,19	
	$10S_I \text{ chr}$	+0,17	+0,16	+0,16	—	
	$100S_{II} \text{ chr}$	-1,23	-0,90	-0,57	—	
		$\alpha_2 = 1,05$	$\alpha_3 = 1,075$	$\alpha_4 = 1,10$	$\alpha_5 = 1,125$	
-0,15	S_I	+10,06	+10,79	+11,57	+12,39	
	S_{II}	-3,04	-1,48	+0,22	+2,09	
	S_{III}	+0,96	+0,17	-0,10	+0,17	
	S_{IV}	+0,91	+1,04	+1,17	—	
	S_V	-1,24	-0,99	-1,02	-1,06	
	$10S_I \text{ chr}$	+0,16	+0,17	+0,17	—	
	$100S_{II} \text{ chr}$	-0,96	-0,66	-0,36	—	
		$\alpha_2 = 1,05$	$\alpha_3 = 1,10$	$\alpha_4 = 1,15$	$\alpha_5 = 1,20$	
-0,25	S_I	+10,08	+11,60	+13,30	+15,15	
	S_{II}	-4,33	-2,57	-0,49	+2,02	
	S_{III}	+1,93	+0,59	-0,14	+0,04	
	S_{IV}	+0,82	+0,99	+1,15	—	
	S_V	-1,82	-1,07	-0,94	-0,96	
	$S_I \text{ chr}$	+0,16	+0,17	+0,18	—	
	$S_{II} \text{ chr}$	-1,17	-0,78	-0,39	—	
		$\alpha_2 = 1,05$	$\alpha_3 = 1,10$	$\alpha_4 = 1,15$	$\alpha_5 = 1,20$	
-0,35	S_I	+10,11	+11,66	+13,58	+15,23	+17,24
	S_{II}	-4,85	-3,94	-2,40	-0,81	+1,08
	S_{III}	+2,00	+1,30	+0,47	+0,01	-0,12
	S_{IV}	+0,79	+0,91	+1,04	+1,17	+1,29
	S_V	-2,15	-1,37	-1,01	-0,91	-0,82
	$10S_I \text{ chr}$	+0,16	+0,17	+0,19	+0,20	+0,21
	$109S_{II} \text{ chr}$	-1,28	-0,96	-0,66	-0,36	-0,05

шении исправления астигматизма; пецвалева сумма имеет большое значение, около 1,2, и поэтому в отношении кривизны поля окуляра Гюйгенса еще хуже, чем окуляр Рамсдена.

В отношении дисторсии окуляр Гюйгенса также уступает окуляру Рамсдена: для него пятая сумма S_V не бывает меньше, чем 0,9, по абсолютному значению. Дисторсия, как и во всех окулярах, имеет бочкообразный характер.

Единственным преимуществом окуляра Гюйгенса перед окуляром Рамсдена является меньшее значение хроматической разности увеличений, которая даже при одинаковых положениях входного (глазного) зрачка несколько меньше (в 2—2,5 раза), чем у окуляра Рамсдена, и находится в пределах 0,3—0,4%. Это обстоятельство имеет большое значение, так как хроматическая разность увеличения оказывается одной из самых заметных аберраций и до некоторой степени ограничивает величину поля зрения. Обычно принято считать, что поле зрения окуляров Гюйгенса несколько больше, чем поле окуляров Рамсдена, и может достигать до 45°.

Расчет окуляра Гюйгенса на основании таблиц и рисунков этой главы не представляет никаких затруднений. Переход к конечным толщинам осуществляют также, как и в окуляре Рамсдена.

Обобщенный окуляр Рамсдена. Условимся так называть окуляр из двух бесконечно тонких или достаточно тонких компонентов, положительных и расположенных также, как и в окуляре Рамсдена. Каждый из компонентов может быть составным, и кривизны его поверхностей могут быть любыми. Другими словами, основные параметры P и W обоих компонентов могут быть произвольными, но третий основной параметр π возьмем равным 0,7, чтобы не прийти к неосуществимым конструкциям. По той же причине нельзя допускать полной независимости параметра P от параметра W для каждого из компонентов, а нужно, чтобы величина P_{min} , определяемая по формуле (III.37) в [3]

$$P_{min} = P - 0,85 (W - 0,15)^2,$$

не выходила из пределов 1—3; в противоположном случае можно ожидать больших аберраций высших порядков, не говоря уже о трудности изготовления вследствие малых радиусов кривизны поверхностей.

Постоянство величины π приводит к невозможности удовлетворить условию Пецваля $S_{IV} = 0$. Действительно, согласно формуле (II.8)

$$S_{IV} = \pi \left(\alpha_2 + \frac{1 - \alpha_2}{h_{11}} \right),$$

где α_2 — угол пересечения первого вспомогательного луча с осью в воздухе между первым и вторым компонентами; S_{IV} всегда больше, чем π , так как h_{11} всегда меньше единицы; таким образом, S_{IV} всегда больше, чем 0,7.

Исправление хроматических aberrаций положения и увеличения влечет за собой условия

$$C_1 = C_2 = 0,$$

где C_i — основной параметр, определяемый хроматизмом компонента.

Для исправления остальных четырех aberrаций нужно, чтобы $S_I = S_{II} = S_{III} = S_{IV} = 0$ или чтобы эти суммы имели близкие к нулю значения. При любых значениях α_2 и h_{II} из линейных уравнений, левая часть которых имеет вид функции S_i в формуле (II.6), можно всегда найти значения основных параметров P_1, W_1, P_2, W_2 , удовлетворяющие поставленным условиям. Вычисления показывают, что ни при каких комбинациях α_2 и h_{II} нельзя получить для параметров $P_1, \dots, W_2$ достаточно благоприятные значения. В табл. II.7 даны численные значения этих параметров для всех комбинаций h_{II} и α_2 , приведенных в табл. II.2.

Таблица II.7

Зависимость между величинами $P_{\min}$ для обоих компонентов окуляра и величинами α_2 и h_{II}

Основные параметры	$h_{II} = 0,25$			$h_{II} = 0,50$			$h_{II} = 0,80$		
	$\alpha_2 = 0,5$	$\alpha_2 = 0,8$	$\alpha_2 = 0,9$	$\alpha_2 = 0,5$	$\alpha_2 = 0,7$	$\alpha_2 = 0,8$	$\alpha_2 = 0,5$	$\alpha_2 = 0,7$	$\alpha_2 = 0,9$
P_1	-0,18	-0,04	0,07	-3,4	-1,8	-0,5	-103	-49	-11,1
W_1	-0,07	-0,21	-0,35	0,5	0	-0,5	9	3	-0,9
$P_{\min}$	-0,22	-0,15	-0,15	-3,5	-1,8	-0,8	-169	-54	-12,2
P_2	-1,36	-12,5	-71	-0,1	-10,1	-85	68	333	-241
W_2	-1,25	-3,9	-13	2,4	3,7	5	15	45	278
$P_2 \min$	-3,0	-27,0	-229	-4,4	-21,0	-105	-113	164	-6800

В этой же таблице для каждого компонента даны величины $P_{\min}$, определяющие до некоторой степени возможность изготовления компонента, так как большие по абсолютному значению $P_{\min}$ приводят к большим оптическим силам линз компонента и к большим кривизнам поверхностей. Наиболее благоприятные результаты дает комбинация $h_{II} = 0,25$ и $\alpha_2 = 0,80$. По мере уменьшения значений α_2 уменьшаются значения $P_{\min}$, но вместе с тем уменьшаются и расстояния от входного зрачка до первой поверхности окуляра; это делает невозможным применение таких окуляров с короткими фокусными расстояниями.

Без дальнейших вычислений ясно, что не существует хорошего решения задачи для окуляра Рамсдена даже при самом широком его обобщении. Можно попытаться улучшить результаты, идя на уступки в отношении некоторых aberrаций, например,

сферической аберрации или дисторсии. Расчет показывает, что такие уступки действительно улучшают конструкцию, увеличивая радиусы поверхностей, и уменьшают аберрации высших порядков, но вместе с тем приближают обобщенный окуляр к классическому окуляру Рамсдена. Очевидно, компромиссные типы окуляров с коррекцией, несколько превышающей коррекцию окуляра Рамсдена, находятся между окуляром Рамсдена из двух простых линз и обобщенным окуляром Рамсдена из двух склеенных компонентов и притом имеют довольно простую конструкцию. Такими являются окуляры Кельнера и симметричные окуляры.

Современные типы окуляров

Поле зрения в 40° , даваемое старыми окулярами Рамсдена и Гюйгенса, не удовлетворяет современным повышенным требованиям, предъявляемым к оптическим системам. Увеличение поля до 50 — 60° и даже до 65° приводит к ряду усложнений, к применению довольно толстых линз и сравнительно больших кривизн поверхностей; на краях поля появляются большие аберрации высших порядков, и методика расчета, успешно применяемая для окуляров Рамсдена и Гюйгенса, должна быть изменена.

Так как расчеты окуляров и объективов телескопических систем приходится делать чаще, чем расчеты каких-либо других систем, то методы индивидуального расчета окуляров для каждого отдельного случая не рациональны. Вполне целесообразно произвести заранее систематическое исследование каждого типа окуляра с целью выяснения влияния всех конструктивных элементов на его аберрации и обработать результаты исследования в таком виде (графики, таблицы), чтобы по заданным условиям можно было без расчета найти если не окончательные конструктивные элементы, то во всяком случае настолько близкие к ним, чтобы переход к окончательным элементам требовал наименьшего количества изменений.

Такие методы обработки будут даны при рассмотрении некоторых типов окуляров (например, окуляра Кельнера).

Характеристика окуляров и компенсация аберраций. Как было изложено выше, у окуляра подлежат исправлению следующие аберрации: кома, астигматизм — в первую очередь, сферическая аберрация, обе хроматические аберрации и дисторсия — по возможности. Сферическую аберрацию и хроматическую аберрацию положения при отсутствии сеток или иных знаков в фокальной плоскости окуляра можно вовсе не исправлять, компенсируя аберрацию окуляра соответствующим образом выбранной аберрацией объектива. Широкоугольные окуляры должны быть исправлены также в отношении кривизны поля. При длиннофокусных окулярах необходимо следить и за аберрацией в зрачке.

Таким образом, главное внимание должно быть обращено на кому и астигматизм; для оценки их полезно вычислить в обратном

ходе абберации одного или двух пучков конечной ширины, наклонных к оси под углом ω_1 . Удобно вести вычисления следующим образом.

Главный луч наклонного пучка рассчитывается в прямом ходе из центра P_1 (рис. II.9) входного зрачка; по выходе из окуляра этот луч пересекает ось в точке P' — центре выходного зрачка — под некоторым углом ω' . Далее рассматриваются одна или две пары лучей, образующих с осью тот же угол ω' и пересекающих плоскость выходного зрачка P' в точках M_+ и M_- , расположенных симметрично относительно точки P' на равных расстояниях m_1 от нее. Ход этих лучей рассчитывается через окуляр в обратном направлении и вычисляются ординаты l'_{+m_1}

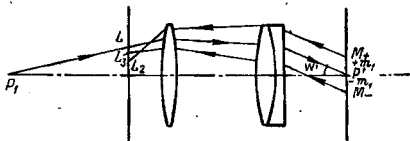


Рис. II.9

и l'_{-m_1} , их точек пересечения L_2 и L_3 с гауссовой плоскостью изображения G . Пусть l'_0 — высота точки L , где луч P_1L пересекает эту же плоскость до преломления через окуляр. Введем две величины k и $\Delta l'$:

$$\left. \begin{aligned} k &= \frac{l'_{+m_1} + l'_{-m_1}}{2} - l'_0; \\ \Delta l' &= l'_{+m_1} - l'_{-m_1}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.16})$$

Величина k характеризует кому окуляра, а $\Delta l'$ — некоторую величину, зависящую сложным образом как от поперечной сферической абберации, так и от меридиональной кривизны изображения и еще от некоторых аббераций высших порядков.

Первая из величин k приблизительно пропорциональна $S_{III} m_1^2 \lg \omega_1$, а вторая $\Delta l'$ — величине $A m_1^2 + B m_1 \lg^2 \omega_1$, где A и B , в свою очередь, пропорциональны соответственно сумме S_I и сумме $3S_{III} + J^2 S_{IV}$.

По полученным поперечным абберациям k и $\Delta l'$ вычисляются угловые абберации делением на фокусное расстояние и умножением на 3440, что дает их выражения в угловых минутах. Очень существенно при выполнении расчетов наглядно представлять геометрическое значение и знак величин k и $\Delta l'$.

Величина k положительна тогда, когда полусумма высот пересечения для крайних лучей больше, чем высота для среднего луча. Если при этом высоты положительны, то такую кому можно называть внешней: хвост пятна рассеяния отстоит дальше от оси,

чем его ядро. Если высоты отрицательны, то такая кома является «внутренней». Для характеристики пучка понятия «внешней» и «внутренней» комы более удобны, чем величина поперечной комы, так как знак этой последней зависит от знака угла ω_1 , в то время как величина «внутренней» комы не меняется при изменении знака угла ω_1 . Как правило, объективы зрительных труб, биноклей и т. д. при комбинациях «крон впереди» обладают «внутренней» комой и для компенсации необходимо, чтобы кома окуляров была также внутренней, т. е. при отрицательных w_1 и положительных l' величина k должна быть отрицательной. Вообще же нужно помнить, что кома окуляра, рассчитанная в обратном ходе, должна носить тот же характер, что и кома объектива, т. е. должна быть «внешней», если она «внешняя» у объектива, и «внутренней» — в противоположном случае.

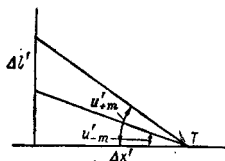


Рис. II.10

Вместо величины $\Delta l'$, знак которой зависит от порядка, в котором вычитаются ординаты l_{+m} и l_{-m} , удобнее ввести другую aberrацию, измеряемую расстоянием $\Delta x'$ от гауссовой плоскости изображений до точки T пересечения двух лучей $+m_1$ и $-m_1$. Если обозначить через u'_{+m} и u'_{-m} углы лучей $+m_1$ и $-m_1$ с осью после их прохождения через систему, то $\Delta x'$ связано с $\Delta l'$ следующим соотношением, очевидным из рис. II.10:

$$\Delta x' = \frac{l'_{+m} - l'_{-m}}{\operatorname{tg} u'_{+m} - \operatorname{tg} u'_{-m}}.$$

Условимся считать, что система переисправлена в отношении aberrации $\Delta l'$, если $\Delta x' > 0$, т. е. если T лежит правее гауссовой плоскости, и что она недоисправлена в отношении $\Delta l'$, если $\Delta x' < 0$, т. е. если T лежит левее гауссовой плоскости. Почти все компоненты телескопических систем обладают отрицательным значением $\Delta x'$; только в окулярах и изредка в других сложных системах удается получить $\Delta x'$ положительную.

При исправлении aberrации $\Delta l'$ надо помнить, что если система, стоящая впереди окуляра, недоисправлена в отношении этой aberrации, что обычно имеет место, то для компенсации нужно, чтобы окуляр при расчете в обратном ходе обладал переисправленной aberrацией; при этом величины $\Delta x'$ для обеих частей оптической системы, рассчитываемых навстречу друг другу, должны быть равными по значению, но противоположными по знаку. Если же первая часть системы переисправлена, то окуляр в обратном ходе должен быть недоисправлен.

Для комы должно иметь место противоположное соотношение: величины k , вычисленные в обеих частях — объективной

и окуляриой — оптической системы «навстречу» друг другу, должны иметь один и тот же характер, т. е. быть либо одновременно «внутренними», либо одновременно «внешними».

При вычислении хода лучей в обеих частях «навстречу» нужно, чтобы наклоны ω , пучков в среде предмета для объектива и ω' — в среде изображения для окуляра в обратном ходе были связаны соотношением

$$\frac{\operatorname{tg} \omega'}{\operatorname{tg} \omega_1} = \gamma;$$

величины m_1 и m' также должны быть связаны соотношением

$$\frac{m_1}{m'} = \gamma,$$

где m_1 и m' — ординаты точек пересечения луча с входным и выходным зрачками всей системы соответственно; γ — увеличение телескопической системы.

Для компенсации сферической и хроматической аберраций обеих частей системы нужно, чтобы обе аберрации в продольной мере имели противоположные знаки. Как и в случае кривизны поля, удобно говорить о недонсправлении в случае отрицательной продольной аберрации или о перенсправлении в случае положительной продольной аберрации, помня, что простая линза обладает отрицательными продольными сферической и хроматической аберрациями.

Что касается дисторсии, то, имея в виду компенсацию, удобно выражать величину дисторсии в процентах, соблюдая те же правила, что и для комы. Характер дисторсии в объективе и в окуляре должен быть один и тот же: либо положительный (подушкообразный), либо отрицательный (бочкообразный), но при этом дисторсия окуляра должна определяться в обратном ходе.

Окуляр Кельнера. С конца XIX в. большое распространение получили окуляры Кельнера, принадлежащие к типу обобщенного окуляра Рамсдена. Их коллектив — простая линза, часто плоско-выпуклая, иногда двояковыпуклая и в редких случаях менискообразная. Глазная линза состоит из двух склеенных, из которых первая линза, обращенная к глазу, обычно из флинта, вторая, обращенная к коллективу, из крона (рис. II.11).

Применение склеенной линзы вместо простой в качестве первого компонента уменьшает сферическую и хроматическую аберрации системы и вместе с тем увеличивает поле зрения окуляра от 40 до 50°.

Теоретическое исследование всех возможностей, которые дает схема Кельнера, может быть произведено с помощью табл. II.2. Давая величинам P_1 и W_1 различные значения, а величинам P_2 и W_2 — значения, связанные соотношением

$$P = P_{\min} + 0,85 (W - 0,14)^2,$$

доказанным для простой линзы, и принимая для величины $P_{\min}$ значение 2, соответствующее значению показателя преломления $n_2 = 1,5$, можно вычислить для любой комбинации h_{11} и α_{11} все aberrации 3-го порядка окуляра Кельнера в предположении, что его компоненты бесконечно тонки.

Так как переход к конечным толщинам мало меняет результаты, выводы, относящиеся к бесконечно тонким компонентам, могут быть распространены на систему с конечными толщинами. Как мы увидим дальше, особо больших преимуществ окуляр Кельнера не дает: все aberrации, неустранимые в окуляре Рамсдена (вторая хроматическая aberrация, дисторсия и кривизна изображения), оказываются неустраняемыми и в окуляре Кельнера. Основные причины этого: для пещвальной суммы — отсутствие отрицательных компонентов; для дисторсии — наличие больших отрицательных коэффициентов S_v порядка от $-1,5$ до -2 , влияние которых невозможно исправить без применения поверхностей с очень большими кривизнами, влекущими большие aberrации высших порядков, и, следовательно, уменьшение апертуры и поля зрения. Второй хроматизм остается недоисправленным вследствие того, что коллектив — простая линза с неисправленной хроматической aberrацией.

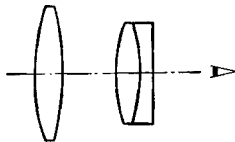


Рис. 11.11

Рассмотрим методку расчета окуляра Кельнера. Окуляр Кельнера относится к группе систем, расчет которых можно основывать на теории aberrаций 3-го порядка комбинаций из бесконечно тонких компонентов при условии тщательного учета влияния толщин и aberrаций высших порядков, достигающих больших значений на краю поля зрения. Окуляр Кельнера широко применяется и настолько часто рассчитывается, что целесообразно всесторонне исследовать его свойства в отношении aberrаций и пользоваться впоследствии результатами этих исследований, приведенными к наглядному и удобному виду с помощью графических представлений и таблиц. Такие вычисления, выполненные в Вычислительном бюро ГОИ, оказывают большую помощь при расчетах окуляров.

Число параметров окуляра Кельнера при заданных стеклах равно шести; из них пять — радиусы и один — расстояние между компонентами. Условия, которым должен удовлетворять окуляр, могут быть разделены на две группы: в одну входят габаритные условия — условия масштаба и требования относительно положения входного (глазного) кружка и положения заднего фокуса; другую группу образуют требования исправления aberrаций, главным образом комы и астигматизма. Нет возможности воздействовать на остальные aberrации; остающийся неисполь-

зованным шестой параметр может служить лишь для уменьшения трудности изготовления, например для получения плоской поверхности у коллектива или у глазной линзы, для уменьшения кривизны наиболее «крутой» поверхности или для уменьшения аберрации в зрачке в тех случаях, когда она имеет значение (длиннофокусные окуляры).

Параметры должны выбираться таким образом, чтобы все условия, которым должен удовлетворять окуляр, выражались наиболее простым образом. Удобно брать в качестве параметров углы β пересечения второго вспомогательного параксиального луча с осью в обратном ходе, причем для исправления аберрации выбираются параметры $\beta_2, \beta_3 \rightarrow \beta_2$ и β_6 ; остальные β определяются габаритами окуляра.

При исследовании окуляра принимаем:

$$h_1 = 1; \quad y_1 = 1; \quad \alpha_6 = 1;$$

Поэтому

$$f' = 1 \text{ и } \beta_1 x_1 = y_1 = 1;$$

отсюда находим

$$\beta_1 = \frac{1}{x_1}. \quad (\text{II.17})$$

Если выходной зрачок окуляра, т. е. входной в прямом ходе, совпадает с объективом и в системе нет оборачивающих линз, то увеличение γ телескопической системы, состоящей из объектива и окуляра, может быть определено по следующей формуле:

$$\gamma = \frac{s_2^* - x_5^*}{f}, \quad (\text{II.18})$$

где s_2^* — расстояние от заднего фокуса до последней в обратном ходе поверхности окуляра — считается заданным.

С другой стороны, имеем

$$\beta_6 = \frac{\beta_1}{\gamma}. \quad (\text{II.19})$$

Величины β_4 и d_2 могут быть определены и из условия масштаба заданного положения входного зрачка. С этой целью воспользуемся формулой из [3, стр. 95], переставив местами все y и h , а также Q_x и Q_5 ; это, очевидно, возможно, так как безразлично, который луч из двух вспомогательных мы будем считать первым. Тогда указанная формула применительно к данному случаю может быть написана в таком виде:

$$\frac{h_6}{y_6} = 1 + \frac{1}{x_1} \left(\frac{d_1}{n_2 y_2 y_1} + \frac{d_2}{n_2 y_2 y_2} + \frac{d_3}{y_4 y_5} + \frac{d_4}{n_2 y_5 y_4} \right). \quad (\text{II.20})$$

Отсюда, пользуясь соотношением (II.17), находим

$$d_3 = y_3 y_4 \left(\frac{h_5 - y_5}{\beta_1 y_5} - \frac{d_1}{n_2 y_1 y_2} - \frac{d_2}{n_3 y_2 y_3} - \frac{d_4}{n_5 y_4 y_5} \right). \quad (\text{II.21})$$

Если фокусное расстояние окуляра равно f' , а не единице, то для вычисления h_5 и всех y имеем следующие формулы:

$$h_5 = \frac{s'_5}{f'}; \quad (\text{II.22})$$

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= 1; & y_2 &= 1 - \frac{d_1}{f'} \beta_2; & y_3 &= 1 - \frac{d_1}{f'} \beta_2 - \frac{d_2}{f'} \beta_3; \\ y_5 &= \frac{\beta_1 x'_5}{s'_5 - x'_5}; & y_4 &= y_5 + \frac{d_4}{f'} \beta_5. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.23})$$

Таким образом, когда заданы s'_5 , x_1 и f' , с одной стороны, и β_1 , $\beta_2 - \beta_2$ и β_5 — с другой, можно вычислить d_3 по формулам (II.21) и (II.23), а найдя d_3 , можно вычислить и β_4 :

$$\beta_4 = \frac{y_3 - y_4}{d_3} f'. \quad (\text{II.24})$$

Раднусы кривизны всех поверхностей вычисляются по формуле

$$r_k = f' y_k \frac{n_{k+1} - n_k}{n_{k+1} \beta_{k+1} - n_k \beta_k}. \quad (\text{II.25})$$

Для определенной комбинации стекол при постоянных $\frac{s'_5}{f'}$, $\frac{x_1}{f'}$ и увеличении γ в зрачках и для ряда значений переменных β_2 , $\beta_3 - \beta_2$ и β_5 были вычислены aberrации окуляра в обратном ходе, в том числе сферическая aberrация окуляра и aberrация плоских меридиональных пучков k и $\Delta l'$, определяемые формулами:

$$k = \frac{l'_{+m_1} + l'_{-m_1}}{2} - l'_0; \quad \Delta l' = l'_{+m_1} - l'_{-m_1}, \quad (\text{II.26})$$

где m_1 — радиус зрачка входа окуляра при расчете в обратном ходе; индекс $+m_1$ относится к лучу, проходящему через верхний край зрачка, индекс $-m_1$ — к лучу, проходящему через его нижний край.

Остальные aberrации не вычислялись, так как на них нельзя сколько-нибудь заметно воздействовать оставаясь в пределах нормальной конструкции.

При исследовании параметр β_5 оставался постоянным, а менялись в отдельности β_2 и $\beta_3 - \beta_2$ результаты этих вычислений наносились на графики, два из них воспроизведены на рис. II.12 и II.13.

также и другой наклон $\omega_1 = -18^\circ$. Относительное отверстие окуляра принималось равным 1 : 4, но рассматривался и ход лучей, соответствующий относительному отверстию 1 : 6.

Для обоих пучков наклона $12^\circ 30'$ вычислялись величины k и $\Delta l'$ по формулам (II.26), причем $\Delta l'$ является результатом вычитания из величины l'_{+m_1} , соответствующей положительному значению m_1 ($1/8$ или $1/12$), величины l'_{-m_1} , относящейся к отрицательному значению m_1 ($-1/8$ или $-1/12$). Для наклона 18° вычислялись величины k и $\Delta l'$ только при $m_1 = \pm 1/12$. Найденные значения k и l' были разделены на f' (фокусное расстояние окуляра) и умножены на 3440 для получения угловой величины aberrаций в угловых минутах.

На рис. II.12 и II.13 значения k и $\Delta l'$ выражены в угловых минутах и, следовательно, не зависят от фокусного расстояния окуляра. Сплошными линиями показаны постоянные значения β_2 , штриховыми — постоянные значения разности $\beta_3 - \beta_2$. В наиболее интересной для практики области (k и $\Delta l'$ около нуля) роли переменных β_2 и $\beta_3 - \beta_2$ резко разделяются: первый (β_2) из этих параметров влияет почти исключительно на величину k , второй ($\beta_3 - \beta_2$) — на $\Delta l'$; такое разделение влияний очень облегчает расчет, но при этом не следует уходить из довольно узкой области, лежащей между кривыми $\beta_2 = -0,95$ и $\beta_2 = -1,05$.

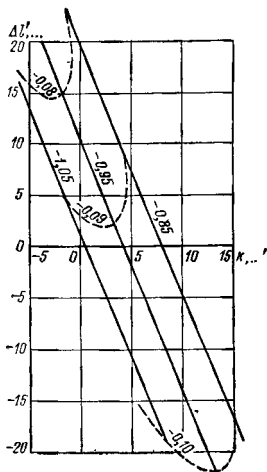


Рис. II.13

Около большинства точек пересечения на рис. II.12 записаны два числа. Верхнее из них дает величину k , нижнее — $\Delta l'$ для наклона $\omega_1 = -12^\circ 30'$ и относительного отверстия 1 : 6; оба числа выражены в угловых минутах. Рис. II.13 отличается от предыдущего только тем, что относительное отверстие здесь принято равным 1 : 4. Масштаб на осях ординат другой, так как при таком отверстии aberrации значительно возрастают. Общее расположение кривых напоминает такое же для меньшего относительного отверстия, но абсолютные величины больше. При исследовании коллектив не менялся и предполагался плоско-выпуклым с плоскостью, обращенной к объективу.

Форма коллектива оказывает большое влияние на aberrации k и $\Delta l'$ системы; можно с достаточной степенью точности предполо-

жить, что при изменении формы коллектива каждая из этих aberrаций всего окуляра изменяется на определенную величину, независимо от формы глазной линзы. Это положение было проверено для одной системы, принадлежащей к центральной области значений параметров, а именно:

$$\beta_2 = -0,95 \text{ и } \beta_3 - \beta_2 = -0,09.$$

В этой системе была изменена форма коллектива, причем вместо плоско-выпуклой линзы была взята равносторонняя ($r_4 = -r_6$). При этом величина k уменьшилась на $-1,5$, а $\Delta l'$ увеличилась на $+1,5$ для относительного отверстия $1:6$ (в сторону недонаправленности).

Как показали дополнительные вычисления, величины k и $\Delta l'$ меняются пропорционально изменению параметра β_6 , определяющего форму коллектива.

Плоский коллектив выгоден в том отношении, что он приводит к более исправленным или переисправленным в отношении $\Delta l'$ окулярам, что обеспечивает меньшие кривизны поверхностей глазной линзы, в особенности склеенной; но при этом ухудшается aberrация в зрачках окуляра и несколько увеличивается дисторсия. Форма коллектива практически не влияет ни на какие другие aberrации.

Сферическая aberrация окуляра Кельнера почти исключительно зависит от параметра β_2 . Ниже даны значения продольной сферической aberrации $\delta s'$ для изучаемого окуляра при $f' = 10$ мм и $m_1 = 1/12$, $f' = 0,83$:

β_2	-0,85	-0,95	-1,05	-1,15	-1,25	-1,35
$\delta s'$	-0,05	-0,08	-0,12	-0,17	-0,24	-0,33

Хроматическая aberrация положения окуляра Кельнера довольно мала и зависит главным образом от разности $\beta_3 - \beta_2$. В общем можно считать, что при фокусном расстоянии 10 мм она изменяется в пределах от $-0,02$ до $-0,07$.

Хроматическая разность увеличений довольно постоянна. В некоторой мере она также зависит от разности $\beta_3 - \beta_2$: чем больше этот параметр по абсолютному значению, тем меньше хроматическая разность увеличений; она колеблется в пределах $0,4-0,6\%$ в сторону недонаправления.

Дисторсия окуляра Кельнера довольно значительна. Как правило, она уменьшается с увеличением параметра $\beta_3 - \beta_2$ и связана довольно тесно с величиной $\Delta l'$: при изменении последней в сторону переисправления дисторсия уменьшается.

Aberrация в зрачках зависит главным образом от формы коллектива, что объясняется сравнительно большим расстоянием

от него до входного (глазного) зрачка. Плоско-выпуклый коллектив дает наибольшую aberrацию в зрачках, когда его плоскость обращена к объективу, наименьшую — когда она обращена к глазной линзе; последний случай никогда не встречается в действительности. Равносторонний коллектив дает достаточно хорошие результаты в отношении aberrации в зрачках. Все эти положения сохраняют свое значение до тех пор, пока увеличение в зрачках довольно велико, т. е. когда входной зрачок (в прямом ходе) находится далеко от окуляра. По мере приближения зрачка к окуляру наиболее благоприятная форма коллектива меняется в направлении перехода к двояковыпуклой линзе.

Следует рассматривать отдельно положение глазного зрачка и положение зрачка выхода (считая в обратном ходе). Если положение входного (глазного) зрачка задано величиной x_1 , а меняется увеличение в зрачках, т. е. положение выходного зрачка, то при постоянных значениях β_2, β_3 — β_2 и β_3 глазная линза очень мало изменяется. Более значительно меняется коллектив; меняется также расстояние d_3 между глазной линзой и коллективом, но aberrации окуляра изменяются сравнительно мало. Поэтому можно пользоваться графиками на рис. II.12 и II.13; изменение увеличения в зрачках потребует только незначительных изменений в конструктивных элементах.

Совсем иначе действует изменение величины x_1 . При нашем выборе параметров $\beta_1 = \frac{f''}{x}$ изменится и графики (рис. II.12 и II.13) уже не будут давать правильных результатов. Хотя до некоторой степени можно восстановить правильную картину умножая обозначенные у кривых значения параметров β_2 и β_3 — β_2 на отношение нового значения β_1 к старому ($-1,867$), но и после такой поправки результаты недостаточно точны, так как увеличение x_1 влияет довольно значительно на aberrации. Исследование влияния всех трех параметров β_2, β_3 — β_2 и β_3 при новом значении x_1 требует большого труда. Можно и здесь воспользоваться принципом независимости влияния отдельных параметров и рассчитывать aberrации только для одного-двух частных случаев комбинации значений трех перечисленных параметров β_2, β_3 — β_2 и β_3 при новом положении зрачка.

Результаты исследования показали, что увеличение x_1 приводит к увеличению aberrации высших порядков и дисторсии. Уменьшение x_1 , наоборот, улучшает качество изображения, но при нормальных фокусных расстояниях окуляра Кельнера приводит к неудобному расположению глаза по отношению к окуляру. Поэтому рационально не менять величины x_1 , считая ее постоянной величиной, определяемой из условия наилучшей работы окуляра данного типа.

Положение точки фокуса со стороны объектива имеет незначительное влияние на качество системы. Увеличение s'_x обычно

приводит к некоторому ухудшению хроматической рааности увеличения; на остальные aberrации величина $\frac{1}{s'_3}$ не оказывает заметного влияния.

В Вычислительном бюро ГОИ было также исследовано влияние показателей преломления и дисперсии стекол на свойства окуляра Келльнера. Были вычислены aberrации k и $\Delta l'$ для разных комбинаций марок стекол при различных значениях параметров β_2 , β_3 — β_2 и β_5 .

Оказалось, что замена крона глазной линзы при постоянном флинте не оказывает существенного влияния на качество изображения. Применение более легких кронов, особенно боросиликатных, приводит к меньшей кривизне поверхности склейки глазной линзы при несколько лучших хроматических aberrациях; но вообще эффект настолько слаб, что трудно прийти к какому-либо определенному заключению о преимуществах тех или иных марок стекол. Единственно неоспоримым можно считать тот факт, что одновременное увеличение показателей всех стекол улучшает результаты во всех отношениях, но применение тяжелых сортов флинта наталкивается на ряд затруднений технического характера.

Окуляр симметричный. Он состоит из двух одинаковых двухлинзовых склеенных компонентов, симметрично расположенных и находящихся очень близко друг к другу. Число параметров этого окуляра равно трем, причем один из них служит для удовлетворения условия масштаба. В качестве независимых параметров можно взять углы α_2 и α_3 , образуемые пересечением первого вспомогательного луча с осью. Углы $\alpha_1 = 0$; $\alpha_7 = 1$; α_4 и α_8 определяются из условий симметрии, согласно которым $r_1 = -r_6$, $r_2 = -r_5$ и $r_3 = -r_4$.

Определим угол α_4 из условия симметрии системы. Принимая оптическую силу всей системы за единицу и имея в виду, что оптические силы ϕ у обоих компонентов равны между собой, имеем

$$2\phi - d\phi^2 = 1, \quad (\text{II.27})$$

где d — расстояние между внутренними главными плоскостями системы. Обозначим через d_3 расстояние между третьей и четвертой поверхностями окуляра. Тогда разность $d - d_3 = -2\sigma'$, где σ' — расстояние от последней поверхности первого компонента до задней главной плоскости его: $\sigma' = f' - s'_3$. Так как $f' = \frac{h_1}{\alpha_4}$ и $s'_3 = \frac{h_4}{\alpha_4}$, а $h_4 = h_1 - d_1\alpha_2 - d_2\alpha_3$, то

$$\sigma' = -\frac{d_1\alpha_2 + d_2\alpha_3}{\alpha_4}.$$

Если $h_1 = 1$, то $\phi = \alpha_4$ и уравнение (II.27) принимает вид

$$2\alpha_4 - \left(d_3 + 2 \frac{d_1\alpha_2 + d_2\alpha_3}{\alpha_4}\right) \alpha_4^2 = 1. \quad (\text{II.28})$$

Можно переписать его следующим образом:

$$\alpha_4 = \frac{1}{2} \frac{1 + d_3 \alpha_3^2}{1 - d_1 \alpha_2 - d_2 \alpha_3}. \quad (\text{II.29})$$

Величины d_1 , d_2 и d_3 выражены в долях фокусного расстояния. Удобнее написать уравнение (II.29) в таком виде:

$$\alpha_4 = \frac{1}{2} \frac{f' + d_3 \alpha_3^2}{f' - d_1 \alpha_2 - d_2 \alpha_3}. \quad (\text{II.30})$$

Здесь d_1 , d_2 и d_3 выражены в тех же единицах, что и фокусное расстояние окуляра f' . Уравнение лучше всего решать постепенными приближениями, полагая в первом приближении $\alpha_4 = 0,5$.

Зная α_4 , можно определить все радиусы первого компонента, и тогда все конструктивные элементы окуляра известны. Обычно величиной d_3 не пользуются в качестве переменной и принимают ее близкой к нулю, например 0,1 мм. Положения фокальной плоскости и выходного зрачка окуляра в прямом ходе при известных α_2 и α_3 вполне определены. Расстояние s_6' от последней поверхности до фокуса составляет около 0,7 фокусного расстояния окуляра, а расстояние x_6' от последней поверхности до глазного зрачка окуляра определяется по формуле

$$x_6' = s_6' - \frac{f'}{\gamma},$$

где γ — увеличение в зрачках.

Симметричный окуляр был также исследован в Вычислительном бюро ГОИ. Приводим оптические постоянные стекол и относительные толщины окуляра:

$$n_2 = 1,616, \quad v = 36,9, \quad \frac{d_1}{f'} = 0,05;$$

$$n_3 = 1,515, \quad v = 64,0, \quad \frac{d_2}{f'} = 0,25.$$

Для α_2 принимались значения 0; 0,14; 0,28 и для $\alpha_3 - \alpha_2$ значения $-0,05$; $-0,08$; $-0,11$. Вычислялись суммы Зейделя S_I , S_{II} и S_{III} для всего окуляра при бесконечно удаленном выходном зрачке. Полученные суммы, вычисленные в обратном ходе, даны в табл. II.8.

Т а б л и ц а II.8

Суммы Зейделя
для симметричного окуляра

$\alpha_3 - \alpha_2$	Суммы Зейделя	α_2		
		0	0,14	0,28
-0,05	S_I	+1,54	+1,32	+1,70
	S_{II}	-0,25	-0,17	-0,79
	S_{III}	-0,11	-0,15	+0,54
-0,08	S_I	+1,30	+1,02	+1,31
	S_{II}	+0,02	+0,20	-0,33
	S_{III}	-0,40	-0,55	+0,06
-0,11	S_I	+0,86	+0,45	+0,65
	S_{II}	+0,55	+0,83	+0,43
	S_{III}	-0,96	-1,21	-0,74

Таблица показывает в соответствии с результатами тригонометрического расчета, что наилучшие комбинации получаются в области значений α_2 от 0 до 0,05 и $\alpha_3 - \alpha_2$ от $-0,06$ до $-0,07$. Например, для $\omega_1 = -12^\circ$, относительного отверстия 1 : 6 и увеличения в зрачке -7 при $\alpha_2 = 0$ и $\alpha_3 - \alpha_2 = -0,06$ $k = -2'$ и $\Delta l' = +2'$ (недоисправление); для $\omega_1 = -18^\circ$ и того же отверстия $k = +2'$, $\Delta l = -12'$ (переисправление). Дисторсия этой системы определяется величинами $19'$ для угла 12° (3%) и $65'$ для угла 18° (6%). Наилучшие значения для дисторсии получаются, когда $\alpha_2 = 0,14$; $\alpha_3 - \alpha_2 = -0,08$, а именно: $9'$ для $\omega_1 = 12^\circ$ и $18'$ для $\omega_1 = 18^\circ$; но при этом получаются значительное переисправление величин $\Delta l'$ и очень большие абберации высших порядков. При таких значениях параметров α_2 и $\alpha_3 - \alpha_2$ окуляр может иметь относительное отверстие не больше 1 : 12—1 : 15.

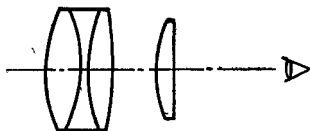


Рис. II.14

Поле зрения симметричного окуляра не превышает $40-42^\circ$. Но хорошее исправление сферической и хроматической аббераций делает такой окуляр особенно подходящим в тех случаях, когда в его фокусе стоит сетка. К преимуществам симметричного окуляра относятся также большие расстояния от выходного зрачка и от фокуса; он может быть применен и для малых фокусных расстояний (8—12 мм).

Окуляр ортоскопический. Окуляр состоит из плоско-выпуклой линзы (в качестве глазной линзы) и из склеенного из трех линз коллектива (рис. II.14); средняя линза коллектива обычно симметрична.

Методика расчета не имеет никаких особенностей. Вследствие большой толщины линз применим только способ интерполирования либо на основании тригонометрических расчетов хода лучей, либо на основании вычисления сумм Зейделя. В качестве параметров и здесь удобно брать углы α с осью в обратном ходе α_3 , α_4 и $\alpha_5 - \alpha_4$, при этом $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$; $\alpha_7 = 1$; α_8 определяется из условия симметричности центральной линзы в коллективе, т. е. $r_4 = -r_5$ и $n_4 = n_5$. Применяя формулы, связывающие радиусы с углами α , находим

$$\alpha_6 = \frac{n_5}{n_4} \left(1 + \frac{h_5}{h_4} \right) \alpha_5 - \frac{h_5}{h_4} \alpha_4. \quad (\text{II.31})$$

Расстояние d_3 не считается параметром и принимается по возможности малым. В табл. II.9 приведены значения сумм Зейделя для различных систем ортоскопического окуляра, отличающихся

различными значениями параметров α_4 и $\alpha_5 - \alpha_4$; оптические постоянные стекол и приведенные толщины линз у всех систем одинаковы, а именно:

$$n_2 = 1,510, \quad \nu = 63,2,$$

$$\frac{d_1}{f'} = 0,15;$$

$$n_4 = 1,510, \quad \nu = 63,2,$$

$$\frac{d_3}{f'} = 0,25;$$

$$n_5 = 1,624, \quad \nu = 36,0,$$

$$\frac{d_4}{f'} = 0,04;$$

$$n_6 = 1,510, \quad \nu = 63,2,$$

$$\frac{d_5}{f'} = 0,25.$$

Увеличение в зрачках принято равным бесконечности; α_3 взято постоянным и равно 0,65.

Продольная хроматическая aberrация $\delta s'_{chr}$ приведена для фокусного расстояния 10. Наилучшие результаты получаются в области $\alpha_4 = 0,75$ и $\alpha_5 - \alpha_4 = -0,14$, но вторую сумму нельзя получить близкой к нулю. Поле зрения ортоскопического окуляра около 40° . По свойствам он напоминает симметричный окуляр, имея большие расстояния от последней поверхности до выходного (глазного) зрачка.

Встречаются еще и другие разновидности окуляров из двух компонентов, но их свойства и методика расчета не отличаются от описанных выше.

Окуляры, состоящие из трех компонентов

Окуляры, состоящие из двух компонентов, не могут иметь поле зрения больше 50° . Естественно добавить еще одну линзу для увеличения поля, что было сделано Эрфле на фирме «Цейсс» в начале нашего столетия. Другие фирмы также начали рассчитывать окуляры из трех компонентов; как бы ни были расположены эти компоненты, результаты получаются всегда приблизительно одинаковыми. В большинстве случаев два из трех компонентов состоят из двух склеенных линз, третий компонент — простая линза.

Таблица II.9
Суммы Зейделя
ортоскопического окуляра

$\alpha_4 - \alpha_5$	Суммы Зейделя	α_4		
		0,70	0,75	0,85
-0,12	S _I	2,54	2,30	1,98
	S _{II}	-0,87	-0,76	-0,76
	S _{III}	0,03	0,01	0,24
	$\delta s'_{chr}$	-0,02	-0,03	-0,04
-0,14	S _I	2,43	2,15	1,77
	S _{II}	-0,68	-0,55	-0,45
	S _{III}	-0,20	-0,25	-0,15
	$\delta s'_{chr}$	0,02	0,01	-0,01
-0,16	S _I	2,23	1,92	1,49
	S _{II}	-0,44	-0,24	-0,06
	S _{III}	-0,51	-0,63	-0,65
	$\delta s'_{chr}$	0,05	0,04	0,02

В качестве примеров приведем конструктивные элементы трех вариантов окуляра Эрфле для $f' = 25$ мм (табл. II.10—II.12).

Положение переднего фокуса (где находится сетка) относительно ближайшей поверхности определено величиной $\vec{s}_f$, а

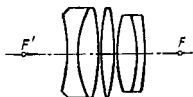


Рис. II.15

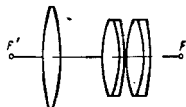


Рис. II.16

Т а б л и ц а II.10

Конструктивные элементы
первого варианта окуляра Эрфле

$\vec{s}_f' = 18,6$; $\vec{s}_f = 9,0$ (рис. II.15)

Т а б л и ц а II.11

Конструктивные элементы
второго варианта окуляра Эрфле

$\vec{s}_f' = 10,34$; $\vec{s}_f = 9,19$ (рис. II.16)

r	d	n_D	Суммы Зейделя
—55,5		1,0	
32,63	1,7	1,6202	
—32,63	4,9	1,5163	$S_I = 1,32$
70,40	0,2	1,0	$S_{II} = -0,40$
—70,40	7,6	1,5163	$S_{III} = -0,20$
29,0	0,2	1,0	$S_{IV} = 0,62$
—34,6	11,6	1,5163	$S_V = -0,76$
—171,0	1,7	1,6202	
		1,0	

r	d	n_D	v	Суммы Зейделя
87,7		1,0		
—41,05	8,2	1,5163	64,0	
30,5	11,9	1,0		$S_I = 2,32$
—30,5	6,0	1,5399	59,4	$S_{II} = -0,21$
831,4	1,3	1,6202	36,2	$S_{III} = -0,38$
30,5	0,06	1,0		$S_{IV} = 0,85$
—30,5	6,0	1,5399	59,4	$S_V = -0,73$
—831,4	1,3	1,6202	36,2	
		1,0		

положение заднего фокуса — величиной $\vec{s}_f$. Зейделевы суммы окуляра Эрфле имеют приблизительно такие же значения, как и окуляров Рамсдена и Келльнера, но aberrации высших порядков меньше; поэтому поле зрения окуляров Эрфле может быть увеличено. Однако изображения, даваемые этими окулярами, на краю поля зрения очень низкого качества, так как астигматизм составляет примерно 20% фокусного расстояния для лучей с углом выхода 30° (более 10 дптр при фокусном расстоянии 15 мм); дисторсия на краю превышает 10—15%. Сферическая

и хроматическая аберации на оси хорошо исправлены; сетки резко видны в середине поля зрения. Хроматическая разность увеличения исправлена только отчасти и в среднем равна 0,25%.

Из трех перечисленных вариантов окуляров Эрфле первый особенно пригоден в тех случаях, когда зрачок должен быть вынесен далеко от окуляра. Этому содействует менiscoобразный вид первого (в прямом ходе) компонента; благодаря ему несколько улучшается пецвалева сумма окуляра (0,62 вместо 0,80 у остальных). Второй вариант пригоден для длиннофокусных окуляров; качество изображения, даваемое им, несколько лучше, чем у первого типа. Третий тип имеет большое свободное расстояние до сетки и может быть использован в тех случаях, когда существует надобность в большом передвижении окуляра.

Методика расчета окуляров Эрфле по существу не отличается от применяемой при изучении окуляра Кельнера; более того, результаты исследования последнего могут быть полезны, так как некоторые компоненты окуляра Эрфле очень похожи на компоненты окуляра Кельнера. Во всяком случае, имея данные трех основных вариантов окуляров, нетрудно небольшими изменениями конструктивных элементов добиться желаемых изменений абераций.

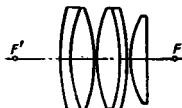


Рис. II.17

Т а б л и ц а II.12

Конструктивные элементы
третьего варианта окуляра Эрфле
 $s_f' = 13,46$; $s_f'' = 12,08$ (рис. II.17)

r	d	n_D	v	Суммы Зейделя
192,3		1,0		
32,5	1,65	1,6489	33,8	
—32,5	13,2	1,5308	68,0	$S_I = 2,08$
	0,3	1,0		$S_{II} = -0,34$
32,5	13,25	1,5308	58,0	$S_{III} = -0,38$
—32,5	1,65	1,6489	33,8	$S_{IV} = 0,77$
107,3	0,3	1,0		$S_V = -0,74$
24,9	5,3	1,5308	58,0	
∞		1,0		

Широкоугольные окуляры

В период между двумя мировыми войнами началась повсеместно разработка широкоугольных окуляров. Окуляры Эрфле с их угловым полем зрения 60—70° уже не удовлетворяли многих потребителей оптических приборов, особенно тех, которые были лишены помощи невооруженного глаза, например подводников.

Потребовались окуляры с «реальными» углами поля зрения 80—100° и более.

Под «реальным» углом поля зрения следует понимать угол $2\omega_1$; ω_1 определяется из уравнения $\operatorname{tg} \omega' = \gamma \operatorname{tg} \omega_1$, где γ — угловое увеличение телескопической системы. Такое определение необходимо потому, что свойственная большинству окуляров значительная подушкообразная дисторсия (со стороны наблюдателя) вызывает сильное увеличение наклона главных лучей к оси, достигающего нескольких десятков градусов, как было отмечено в некоторых окулярах перископов немецких подводных лодок военного времени.

Дисторсия широкоугольных окуляров. Окуляр на краю поля обладает многими aberrациями, заметно снижающими качество изображения, но ни одна из них не раздражает наблюдателя в такой степени, как дисторсия. Последняя становится особенно заметной при наблюдении объектов, ограниченных прямолинейными контурами (постройки, здания и т. д.). Их изображения искривлены, вследствие чего не только искажается вид наблюдаемой картины, но нарушается перспектива и теряется правильная оценка расстояний.

С другой стороны, наблюдения в широкоугольные окуляры с полностью исправленной дисторсией, которые с громадным трудом в середине столетия удалось рассчитать, и то только с помощью асферических поверхностей, показали неудовлетворительность такого исправления. Хотя подобие между объектами и их изображениями было соблюдено, но обнаружился малопонятный эффект волнообразного колебания деталей, находящихся на краях поля зрения.

В специальной литературе опубликован ряд статей [5—7], посвященных данному вопросу; однако они не внесли ясности в эту проблему. По-видимому, описанное выше явление носит в основном субъективный характер: различные наблюдатели поразному его оценивают, поэтому только статистический подход может привести к правильному выводу. До тех пор пока такое массовое обследование не будет выполнено, можно руководствоваться следующим эмпирическим правилом: окуляры должны обладать небольшой подушкообразной дисторсией, не превышающей 3—5% на краю поля зрения, что требует значений S_{ω} не выходящих из пределов 0,1—0,2.

Одно из наиболее действенных мероприятий для уменьшения дисторсии и даже ее полного устранения — применение параболаидальных поверхностей. При этом значительно уменьшается и aberrация в зрачках. Это может быть объяснено наглядно, хотя и не строго, следующим образом. При одной и той же оптической силе линза плоско-параболаидальная обладает на краю отверстия меньшей преломляющей силой, чем линза плоско-сферическая, так как радиус кривизны параболаидальной поверхности больше, чем сферической. Главные лучи в первом случае преломляются

меньше; одновременно уменьшается угол пересечения луча с осью ω' и удаляется точка пересечения луча с осью.

Однако применение асферических поверхностей, даже параболоидальных, недопустимо для серийного производства. Устранения дисторсии и аберрации в зрачках окуляров следует добиваться другими средствами, аналогичными тем, какие применяются для исправления сферической аберрации, например заменой простой линзы комбинацией из двух или трех линз различных знаков.

Исправление кривизны поля. Обобщенные окуляры Рамсдена и их производные окуляры Келльнера, ортоскопические и Эрфле обладают большой суммой Пецваля, обычно превышающей 0,7—0,8. Это вызывает значительную кривизну изображения, которая для больших углов поля становится недопустимой.

Приемы исправления кривизны поля будут подробно описаны в гл. III. Не все из этих приемов могут быть применены при расчете окуляров вследствие особенностей их конструкции. Перечислим приемы, пригодные для окуляров.

1. Введение отрицательной линзы в переднюю фокальную плоскость окуляра. Этот прием позволяет довести S_{IV} до нуля, но сильно удаляет выходной зрачок. В некоторых случаях (короткофокусные окуляры) это даже желательно. Но из-за поднятия точек пересечения главных лучей с линзами окуляра и увеличения аберраций высших порядков приходится идти на увеличение числа линз. Вместе с тем растут размеры окуляра и габариты прибора, содержащего окуляр. Обычно идут на компромисс: уменьшают четвертую сумму до 0,3—0,4 и оставляют небольшую отрицательную величину астигматизма S_{III} .

2. Применение толстых менiscoобразных линз, что из-за короткофокусных окуляров не влечет значительного увеличения габаритов телескопической системы.

3. Применение особых стекол — легких флинтгов и тяжелых кронов.

Исправление сферической аберрации, комы, астигматизма, хроматических аберраций. Если в фокальной плоскости окуляра стоит сетка, то необходимо обратить внимание на исправление его сферической аберрации (хотя бы частичное). Это исправление, весьма затруднительное в простейших окулярах типа Рамсдена, Келльнера и аналогичных им, становится вполне возможным в сложных широкоугольных благодаря большому числу параметров.

Обычно кома с трудом поддается исправлению вследствие сильной асимметрии окуляров (удаленное положение выходного зрачка); значение второй суммы S_{II} колеблется между $-0,2$ и $-0,4$ и лишь в сложных системах ее удается исправлять.

Астигматизм, как правило, легко исправляется; третья сумма принимает любые значения около нуля.

Обилие линз способствует устранению хроматических аберраций.

При расчете окуляров с помощью автоматических методов следует помнить о трудностях исправления комы, дисторсии и вести расчет отдельными этапами, постепенно уменьшая значения соответствующих сумм (если расчет ведется по суммам) или аббераций и тщательно избегая противоречий, обязательно возникающих при попытках слишком быстро получить желаемый результат. Здесь выбор первоначальной системы имеет первостепенное значение: ее абберации, особенно те, которые с трудом поддаются устранению, должны быть очень близки к желаемым.

В ГОИ под руководством Д. Ю. Гальперна А. И. Слюсаревой, Б. Л. Нефедовым и др. был разработан ряд широкоугольных окуляров, а также окуляров с далеко вынесенным зрачком, которые по своим абберационным свойствам близки к широкоугольным. Схемы такого типа окуляров приведены на рис. V.20 и V.21 монографии [3].

2. ОБОРАЧИВАЮЩИЕ СИСТЕМЫ

Призмённые оборачивающие системы

В оптических системах применяются призмы двоякого рода. Одни служат в качестве отражательных зеркал; их назначение — либо перевернуть изображение, либо уменьшить длину системы, либо подвести в поле зрения окуляра разные части наблюдаемого ландшафта (вращающиеся призмы, стоящие впереди объектива, в различных наблюдательных приборах). Вторая группа призм служит для спектроскопических целей: они разлагают сложные в спектральном отношении пучки на составные монохроматические пучки, превращая изображение прямой линии в спектр.

Отражательные призмы. Основной признак, отличающий отражательные призмы от спектральных, заключается в том, что отражательная призма по своему действию на световые пучки равносильна системе из плоского зеркала и плоскопараллельной пластинки, а рассеивающие спектральные призмы равноценны по своему действию клинообразной призме с зеркалом или без него.

Различные типы отражательных призм подробно описаны в курсах оптических приборов; здесь мы рассмотрим только методику замены отражательной призмы системой зеркало — плоскопараллельная пластинка и определение размеров призм и их аббераций.

Выпрямление хода лучей и развертка призмы. Для вычисления размеров призмы, зависящих от ширины и границ пучков; проходящих через нее, очень удобно выпрямить ход лучей, т. е. заменить призму плоскопараллельной пластинкой, которая преломляет лучи совершенно так, как и призма, но не имеет никакого отражающего действия. Такая эквивалентная пластинка, где все отражения исключены, иногда называется разверткой

призмы. Она получается следующим образом. Около каждой отражающей поверхности строится даваемое ею изображение границ призмы и отраженного луча; после построения отражающие поверхности можно на рисунке стереть, так как они не оказывают влияния на ход выпрямленных лучей. Рис. II.18—II.22 иллюстри-

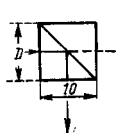


Рис. II.18

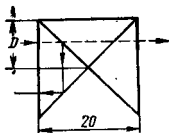


Рис. II.19

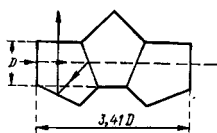


Рис. II.20

руют указанный прием в следующих случаях наиболее часто применяемых призм:

- 1) прямоугольная призма с одним отражением, отклоняющим луч на 90° (рис. II.18);
- 2) прямоугольная призма с двумя отражениями, отклоняющая луч на 180° (рис. II.19);
- 3) пентапризма с двумя отражениями, отклоняющая луч на 90° (рис. II.20);
- 4) призма Шмита с углом у вершины 45° с тремя отражениями, отклоняющая луч на 45° (рис. II.21);
- 5) призма Амихи с одним отражением, не отклоняющая главного луча (рис. II.22).

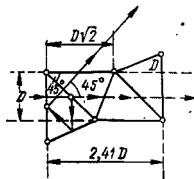


Рис. II.21

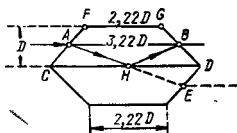


Рис. II.22

Прием развертки позволяет решить ряд задач, связанных с конструкцией призм. Рассмотрим, например, вопрос о связи между действующим отверстием призмы и ходом луча в ней. Действующее отверстие призмы определяется шириной пучка, который призма должна пропустить через себя. Предположим сначала, что пучок цилиндрический с круговым основанием; диаметр его сечения обозначим через D . Развернутая призма представляет собой трубу неправильной формы с переменным по ходу лучей сечением. Для того чтобы пучок лучей прошел через призму без диафрагмирования, необходимо иметь сечение пучка всегда меньше, чем

сечение развернутой призмы плоскостью, перпендикулярной к направлению оси пучка.

Определим отношение μ длины развернутой призмы (или, что то же самое, геометрическую длину хода лучей через призму) к максимальному отверстию D пучка, проходящего через призму.

В случае прямоугольной призмы с одним отражением величина μ , очевидно, равна единице; в прямоугольной призме с двумя отражениями она равна двум. В пентапризме длина развернутой призмы равна $2 + \sqrt{2} = 3,41$ диаметра пучка, так что $\mu = 3,41$; в призме Шмита $\mu = 1 + \sqrt{2} = 2,41$.

Призма Амичи обладает особенностью, отличающей ее от остальных: после развертки она принимает вид плоскопараллельной пластинки, расположенной под углом 45° к оси пучка. В этом случае значение показателя преломления стекла, из которого изготовлена призма, влияет на ее длину. Обозначим через i и i' углы пересечения главного луча пучка с нормалью к первой поверхности призмы. Поскольку $i = 45^\circ$, имеем

$$\sin i' = \frac{1}{n} \sin 45^\circ = \frac{0,707}{n}.$$

Угол, образуемый лучом с первоначальным направлением после преломления, равен $45^\circ - i'$. Пусть A — середина передней грани CF призмы; главный луч проходит через точку A . Очевидно, что $FC = D\sqrt{2}$, $AC = \frac{D\sqrt{2}}{2}$. В треугольнике AHN , где H — середина основания призмы, имеем

$$\frac{\overline{AH}}{\sin 45^\circ} = \frac{\overline{AC}}{\sin (45^\circ - i')} = \frac{D}{2 \sin (45^\circ - i')},$$

или

$$\overline{AH} = \frac{D\sqrt{2} \sin 45^\circ}{2 \sin (45^\circ - i')} = \frac{D}{2 \sin (45^\circ - i')}.$$

Длина хода луча AE через призму определяется формулой

$$AE = 2AH = \frac{D}{\sin (45^\circ - i')}. \quad (11.32)$$

Для стекла К8 ($n_D = 1,5163$) $AE = 3,38D$ и $\mu = 3,38$; $45^\circ - i' = 17^\circ 43'$.

Для стекла БК10 ($n_D = 1,5690$) $AE = 3,20D$ и $\mu = 3,20$; $45^\circ - i' = 18^\circ 13'$.

Важно знать и длины малого и большого оснований призм. Из рис. 11.22 имеем

$$\begin{aligned} \overline{CH} &= \frac{\overline{AH}}{\sin 45^\circ} \sin (90^\circ + i') = \frac{2\overline{AH} \cos i'}{\sqrt{2}} = \\ &= \frac{\overline{AE} \cos i'}{\sqrt{2}} = \frac{D \cos i'}{\sqrt{2} \sin (45^\circ - i')}. \end{aligned} \quad (11.33)$$

Длина малого основания короче большого на величину $2D$.

Для стекла К8 длина большого основания $\overline{CD}$ равна $4,22D$, длина малого FG составляет $2,22D$.

Для стекла БК10 длина большого основания CD равна $4,04D$, длина малого FG — $2,04D$.

Крышеобразные призмы. В некоторых случаях плоские отражающие поверхности призм заменяются крышеобразной системой двух плоскостей, ребро которых находится в сечении призмы меридиональной плоскостью, так что осевой луч проходит через призму совершенно так же, как и при отсутствии крыши. Таким образом, все схемы, приведенные на рис. II.18—

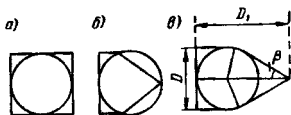


Рис. II.23

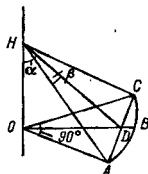


Рис. II.24

II.22, остаются в силе и для крышеобразных призм с одним, однако, изменением. Величина D_1 , определяющая поперечные размеры призмы, должна быть несколько увеличена по сравнению с диаметром D отверстия цилиндрического пучка, пронизывающего призму. Происходит это оттого, что крыша срезает часть действующего отверстия призмы.

На рис. II.23, а изображены контуры катетной грани прямоугольной призмы без крыши, а на рис. II.23, б — контуры соответствующей грани крышеобразной призмы с таким же ходом осевого луча.

Для того чтобы пропустить весь пучок без потерь, нужно увеличить длину хода в плоскости, содержащей ребро крыши, давая величине D несколько большее значение, чем D_1 , как показано на рис. II.23, в. Определим необходимое увеличение размера D в общем случае. Крыша, пересекаемая гранью призмы, вырезывает на этой грани угол 2β , от которого, очевидно, зависит удлинение величины D . Определим угол β в предположении, что ребро крыши образует с рассматриваемой гранью угол α (рис. II.24). Пусть OH — ребро крыши; OC и OA — сечение граней крыши плоскостью, перпендикулярной ее ребру; HAC — сечение грани, размеры которой подлежат определению, гранями крыши. Требуется определить угол 2β , образуемый прямыми HA и HC . Из точки O плоскости OH , равноделящей прямой угол крыши, опишем сферу радиусом, равным единице: ABC — пересечение сферой плоскости, перпендикулярной ребру крыши, а D — точка

пересечения гранью AHC биссектрисы OB угла AOC . Углы равны: $\angle OHD = \alpha$; $\angle AHD = \beta$; $\angle AOC = 90^\circ$; $\angle AOD = 45^\circ$. Поскольку $OA = 1$, имеем:

$$AD = \sin 45^\circ; OD = \cos 45^\circ;$$

$$HD = \frac{OD}{\sin \alpha} = \frac{\cos 45^\circ}{\sin \alpha}.$$

С другой стороны,

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{AD}{HD} = \frac{\sin 45^\circ}{\cos 45^\circ} \sin \alpha = \sin \alpha.$$

Таким образом, искомый угол β определяется простым соотношением

$$\operatorname{tg} \beta = \sin \alpha.$$

Наиболее часто угол α равняется либо 45° (прямоугольная призма, призма Амичи), либо $67^\circ 30'$ (пентапризма и призма Шмита).

В первом случае ($\alpha = 45^\circ$) имеем $\operatorname{tg} \beta = \sin 45^\circ$, $\beta = 35^\circ 16'$, $2\beta = 70^\circ 32'$. Во втором случае ($\alpha = 67^\circ 30'$) $\operatorname{tg} \beta = \sin 67^\circ 30'$, $\beta = 42^\circ 44'$, $2\beta = 85^\circ 28'$.

Определив угол β , нетрудно получить и новую величину D_1 , по которой можно вычислить размеры призмы. На рис. 23, в показано, что диаметр D сечения цилиндрического пучка, касающегося при прохождении через призму всех сторон ее первой грани, определяется следующей формулой:

$$D_1 = \frac{D}{2} + \frac{D}{2 \sin \beta} = \frac{D}{2} \left(1 + \frac{1}{\sin \beta} \right). \quad (II.34)$$

Исключив угол β с помощью уравнения $\operatorname{tg} \beta = \sin \alpha$, получаем

$$D_1 = \frac{D}{2} \left(1 + \frac{\sqrt{1 + \sin^2 \alpha}}{\sin \alpha} \right). \quad (II.35)$$

В первом случае ($\alpha = 45^\circ$) имеем $D_1 = 1,366D$; во втором случае ($\alpha = 67^\circ 30'$) $D_1 = 1,236D$.

Таким образом, крышеобразные призмы должны иметь размеры, увеличенные в отношении $\frac{D_1}{D}$ в сечении, параллельном ребру крыши. В сечении, перпендикулярном предыдущему, увеличение размеров, конечно, не нужно. Вес таких призм увеличивается в $\left(\frac{D_1}{D} \right)^2$ раз по сравнению с соответствующими простыми призмами.

Определение размеров призмы. Выше предполагалось, что пучок, проходящий через призму, имеет цилиндрическую форму с круговым основанием. В действительности, если рассматривать всю совокупность лучей, проходящих через оптическую систему, то оказывается, что обертывающая поверхность для лучей этой

совокупности не есть цилиндрическая поверхность; чаще всего обертывающая поверхность является поверхностью конуса с круговым основанием, определяемым либо оправами тех линз, между которыми находится призма, либо другими, действительными или мнимыми, отверстиями (зрачками или окнами), которые в каждом случае могут быть определены. Например, в призмменном бинокле конус лучей определяется оправой объектива и диафрагмой поля зрения, стоящей в фокальной плоскости объектива¹. В первом приближении можно исходить из этого не вполне верного предположения. Задается некоторый конус, ограничивающий совокупность лучей, проходящих через оптическую систему, например конус ABA_1B_1 (рис. 11.25), ограниченный двумя отверстиями AA_1 и BB_1 . Требуется определить наименьшие размеры призмы, пропускающей весь пучок без диафрагмирования. —

Рис. II.25

Обычно задают положение одной из поверхностей призмы, чаще всего той грани, на которой пучок вырезает наименьшее сечение (FF_1 на рис. 11.25), т. е. задают расстояние a между плоскостью CC_1 и плоскостью BB_1 . Рассмотрим подробно этот случай, так как он чаще всего встречается. Противоположный случай, когда задается положение грани с большим сечением пучка ($\overline{DD_1}$), не представляет никаких затруднений, так как размер $D = \overline{DD_1}$ определяется из треугольника DD_1E , где все

Решение задач подобного рода значительно облегчается введением эквивалентных «воздушных» пластинок. Этот прием заключается в том, что стеклянная плоскопараллельная пластинка заменяется эквивалентной ей в оптическом отношении (в области параксиальной оптики) плоскопараллельной пластинкой толщины d/n , где d — геометрический ход луча в стеклянной призме; n — показатель преломления прisms. «Воздушная» пластинка имеет те же поперечные размеры, что и стеклянная, так что диаметр ее отверстия тоже равен D . Такая воздушная призма, конечно, не преломляет лучей, как стеклянная; она может быть поставлена на пути лучей, и при этом рисунок с начерченным ходом лучей не требует никакой переделки. В этом заключается практическое значение приема развертывания отражательных призм. Нужно помнить, что этот прием применим только в тех случаях, когда первая и последняя грани призмы перпендикулярны оптической оси системы.

¹ Более подробное исследование вопроса показывает, что строение наклонных пучков вследствие виньетирования, вынужденного или сознательного, несколько сложнее.

Используя указанный прием, ставим полученную после развертки эквивалентную призму на пути лучей в заданном положении, т. е. таким образом, чтобы задняя стенка была на расстоянии a от плоскости BB_1 . Толщину воздушной призмы δ определяем по формуле $\delta = \frac{d}{n}$, где d — геометрический ход луча стеклянной призмы, равный произведению μD ; коэффициент μ дан на стр. 166 для всех наиболее ходовых призм, а для остальных легко вычисляется приемом развертки.

Таким образом,

$$\delta = \frac{\mu D}{n}. \quad (II.36)$$

Определяем не известную еще величину D следующим образом. Вычисляем угол α , образуемый с осью лучами, ограничивающими проходящий через систему пучок. На рис. II.25 угол α равен углу AEO . Обозначая расстояние от плоскости AA_1 до плоскости BB_1 через e и радиусы отверстий AA_1 и BB_1 через r_1 и r_2 , имеем

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{r_1 - r_2}{e}. \quad (II.37)$$

Далее

$$\overline{CC_1} = \overline{FF_1} + 2\overline{CF}; \quad \overline{FF_1} = 2(r_2 + a \operatorname{tg} \alpha); \quad \overline{CF} = \delta \operatorname{tg} \alpha.$$

Так как $\overline{CC_1} = D$, получаем

$$D = 2(r_2 + a \operatorname{tg} \alpha) + 2\delta \operatorname{tg} \alpha = 2(r_2 + a \operatorname{tg} \alpha) + 2 \frac{\mu}{n} D \operatorname{tg} \alpha.$$

Решая последнее уравнение относительно D , находим

$$D = \frac{2(r_2 + a \operatorname{tg} \alpha)}{1 - 2 \frac{\mu}{n} \operatorname{tg} \alpha}, \quad (II.38)$$

где α определяется из уравнения (II.37).

Если призма имеет крышу, то полученную по формуле (II.38) величину D следует умножить на отношение D_1/D .

Встречаются типы призм, для которых расчет размеров приводит к несколько меньшим значениям величины D ; это те призмы, в развертке которых края оказываются шире, чем наиболее узкое сечение с диаметром, принятым равным D . Примером таких призм служит часто применяемая призма Порро с двумя отражениями (рис. II.19), у которой длина крайних граней равна $2D$. Расчет размеров такой призмы сделан подробно в гл. V книги [3]. Сравним результаты формулы (II.38) с формулами (V.7); (V.8) из [3]. Замечая, что $D_2 = 2(r_2 + a \operatorname{tg} \alpha)$; что D обозначает в настоящей главе то же, что d в гл. V книги [3] и

что μ для призмы Порро равно двум, имеем, сохраняя обозначение D_2 :

$$D = \frac{2D_2}{1 - \frac{4}{n} \operatorname{tg} \alpha}$$

по общей формуле (II.38) этой главы и

$$D = \frac{2D_2}{1 - \frac{3}{n} \operatorname{tg} \alpha}$$

по формуле (V.8) из [3].

Вторая формула приводит к несколько меньшей величине D , что естественно, так как в данном особом случае широкая входная грань призмы допускает более рациональное использование ее.

Пример. Пентапризма с крышей ставится так, что грань, соответствующая более узкой части границы пучков, находится на расстоянии 5 мм от диафрагмы поля с диаметром $2r_2 = 20$ мм. Объектив имеет отверстие 30 мм и фокусное расстояние 120 мм. Требуется определить размеры призмы.

1. Вычисляем угол α по формуле (II.37):

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{15 - 10}{120} = \frac{5}{120} = \frac{1}{24}.$$

2. Определяем D для пентапризмы с $\mu = 3,41$; n принимаем равным 1,52. По формуле (II.38) получаем

$$D = \frac{2 \left(10 + \frac{5}{24} \right)}{1 - 2 \frac{3,41}{1,52} \frac{1}{24}} = \frac{20,4}{0,81} = 25 \text{ мм.}$$

3. Принимаем во внимание крышу. Для пентапризмы множитель $D_1/D = 1,24$; следовательно, $D_1 = 25 \cdot 1,24 = 31$ мм. Ход луча в этой призме равен $31\mu = 31 \cdot 3,41 = 106$ мм.

Для поперечных размеров призмы можно оставить величину $D = 25$ мм.

По этим величинам нетрудно определить и все остальные размеры призмы.

Из формулы (II.38) вытекает одно любопытное и, по-видимому, малоизвестное явление: сфера действия призм ограничена некоторым предельным значением угла α , определяемым из того условия, что знаменатель формулы (II.38) обращается в нуль. Ясно, что при значениях угла α , превосходящих это предельное значение, призма не может без диафрагмирования пропустить все пучки системы. Угол α определяется из уравнения

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{n}{2\mu}. \quad (\text{II.39})$$

Определим предельный угол α для наиболее ходовых типов призм принимая во всех случаях $n = 1,52$.

1. Для прямоугольной простой ($\mu = 1$)

$$\operatorname{tg} \alpha = 0,76; \alpha = 37^{\circ} 30'; 2\alpha = 75^{\circ}.$$

2. Для прямоугольной Порро ($\mu = 2$)

$$\operatorname{tg} \alpha = 0,38; \alpha = 21^{\circ}; 2\alpha = 42^{\circ}.$$

3. Для призмы Шмита ($\mu = 2,41$)

$$\operatorname{tg} \alpha = 0,315; \alpha = 17^{\circ} 30'; 2\alpha = 35^{\circ}.$$

4. Для пентапризмы ($\mu = 3,41$)

$$\operatorname{tg} \alpha = 0,223; \alpha = 12^{\circ} 30'; 2\alpha = 25^{\circ}.$$

Таким образом, перед объективом, имеющим большое поле зрения, нельзя ставить призмы без соответствующего выбора. Перед широкоугольными объективами с углом поля зрения более 75° нельзя ставить никакую призму; пентапризма непригодна для применения впереди фотобъективов и даже широкоугольных объективов, зрительных труб, если только угол поля зрения превосходит 25° .

Приведенные вычисления выполнены в предположении отсутствия виньетирования. Если последнее допустимо, диаметр D может быть уменьшен; расчет величины диаметра выполняется с помощью указания выше приема, но с учетом допустимого виньетирования.

Полное и неполное внутреннее отражение на поверхностях призм. Основной целью применения отражательных призм является использование свойств полного внутреннего отражения, происходящего без всяких потерь, в противоположность тому, которое имеет место в зеркалах, покрытых слоем серебра или другого отражающего металла.

При расчетах отражающих призм нужно всегда помнить, что во многих случаях полное внутреннее отражение испытывают не все лучи пучка; при этом часть световой энергии не отражается, а преломляется. Это вызывает ряд вредных явлений: затемнение поля, появление бликов, иногда вторичные изображения. Известно, что угол полного внутреннего отражения, отсчитываемый от нормали к поверхности, зависит от показателя преломления. Эта зависимость определяется уравнением

$$\sin i_0 = \frac{1}{n}. \quad (\text{II.40})$$

Все лучи, образующие с нормалью углы i , удовлетворяющие неравенству $i > i_0$, полностью отражаются.

Значения углов i_0 в зависимости от n даны в табл. II.13. В среднем они близки к 40° . Нетрудно видеть, что в случае пентапризмы, где угол между лучом и нормалью к отражающим

Таблица II.13

Зависимость углов i_0 и ε от n

n	i_0	ε	n	i_0	ε
1,50	41° 48'	4° 47'	1,59	38° 58'	9° 37'
1,51	41° 28'	5° 20'	1,60	38° 41'	10° 08'
1,52	41° 08'	5° 52'	1,61	38° 24'	10° 40'
1,53	40° 49'	6° 25'	1,62	38° 07'	11° 12'
1,54	40° 30'	6° 57'	1,63	37° 51'	11° 43'
1,55	40° 11'	7° 29'	1,64	37° 34'	12° 14'
1,56	39° 52'	8° 01'	1,65	37° 18'	12° 46'
1,57	39° 34'	8° 33'	1,66	37° 03'	13° 17'
1,58	39° 16'	9° 05'			

поверхностям равен всего 22° 30' и в случае второй отражающей поверхности призмы Шмита, где угол i также равен 22° 30', полного внутреннего отражения не происходит и соответствующие поверхности должны быть металлизированы (например, посеребрены или алюминизированы), при этом часть падающего пучка металлом поглощается и яркость отраженного пучка несколько меньше, чем яркость падающего. Если отражающие грани в указанных случаях заменяются крышами, надобность в наружном металлизировании отпадает, так как углы значительно возрастают и становятся больше 45°. В случае же призмы Амичи углы i между лучом и нормалью бывают порядка 72°, и даже весьма сильно сходящиеся пучки (с углом до 35—40°) имеют полное внутреннее отражение.

Прямоугольные призмы. Случай, когда главный луч образует с нормалью к отражающей поверхности призмы угол в 45°, представляет большой интерес из-за близости угла i_0 (около 42°) к углу в 45°, вследствие которой часть лучей сходящихся пучков испытывает неполное внутреннее отражение. В наиболее часто применяемых прямоугольных призмах угол пересечения нормали с главным лучом равен 45°.

Пусть ABC (рис. II.26) — сечение прямоугольной призмы; MP — падающий на нее луч, образующий угол ε с осью системы OO' . После преломления у поверхности призмы луч образует с осью угол ε' , а с нормалью — угол $i_0 = 45^\circ - \varepsilon'$. Предположим, что этот луч является предельным среди лучей пучка, претерпевающих отражение на поверхности BC призмы. Определим угол ε в зависимости от показателя преломления n призмы. Этот угол определяет границу для лучей, которые проходят через призму, испытывая полное внутреннее отражение. Луч, падаю-

ший на призму и образующий с нормалью к первой грани ее угол ε_1 , превосходящий ε , отчасти преломится и выйдет через гипотенузную поверхность призмы, если последняя не металлизирована¹.

Угол i_0 определяется из формулы (II.40); угол ε' — из формулы $\varepsilon' = 45^\circ - i_0$; наконец, ε — из формулы

$$\sin \varepsilon = n \sin \varepsilon'.$$

Окончательно

$$\sin \varepsilon = n \sin (45^\circ - i_0). \quad (\text{II.41})$$

Значения углов ε в зависимости от n даны в табл. II.13.

В случае, когда показатель преломления стекла призмы равен 1,50, через такую призму не пройдут все лучи, расположен-

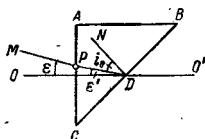


Рис. II.26

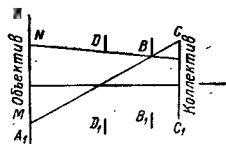


Рис. II.27

ные на той стороне осн, на которой находится нормаль к отражающей поверхности, и образующие с оптической осью углы, превышающие $4^\circ 47'$. Если показатель призмы $n = 1,66$, проходят лучи, образующие с осью углы не больше $13^\circ 17'$.

Выбирая марку стекла для призмы, необходимо определить тот максимальный угол ε , который могут образовать с оптической осью системы лучи пучков, проходящих через призму.

Если все ограничения пучка в точности известны, то для определения ε рассмотрим пучок, исходящий из края поля зрения, и в этом пучке определяется самый крайний луч, проходящий через люки (оправы) системы. Например, в призмённом бинокле крайним является луч MC (рис. II.27), проходящий через край диафрагмы поля B и край оправы коллектива C ; другой крайний луч пучка NB , проходящий через край оправы призмы D и край диафрагмы поля B , очевидно, образует меньший угол с осью. В призмённых биноклях средних увеличений углы пересечения крайних лучей с осью достигают 8° и применение стёкол с высокими показателями ($n > 1,56$) необходимо. Еще большие показатели нужно брать в призмах, стоящих перед оптическими

¹ Указанное правило относится только к лучам пучка, лежащим в меридиональной плоскости, притом во внутренней части прямого угла, образуемого центральным лучом до и после отражения у гипотенузы призмы. Лучи, лежащие вне этого квадрата, полностью отражаются при любом угле ε .

системами, поле которых доходит до 12° . При еще больших углах гипотенуза прямоугольных призм должна быть металлизирована. Если прямоугольная призма имеет крышу, то угол ϵ достигает очень больших значений, порядка $40-50^\circ$.

Аберрации плоскопараллельных пластинок. За исключением призм Амичи, призмы в оптических системах располагаются таким образом, что направление нормалей к их крайним поверхностям совпадает с оптической осью системы; следовательно, во всех этих случаях призма, эквивалентная плоскопараллельной пластинке, не нарушает центрированности оптической системы и аберрации призмы могут быть рассчитаны на основании общей теории аберраций 3-го порядка. Вместо этого проще вычислить аберрации плоскопараллельной пластинки непосредственно.

Аберрации монохроматического луча. Рассмотрим сначала случай, когда луч лежит в меридиональной плоскости. Призма, независимо от ее положения относительно луча, вызывает определенное смещение последнего, измеряемое либо вдоль оси SM' (рис. II.28), либо перпендикулярно оси CB . Определим смещение CB в поперечном направлении. Пусть луч MA образует с осью угол u_1 ; угол u_2 после преломления определяется из формулы

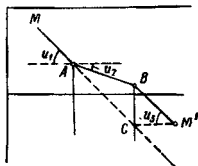


Рис. II.28

$$\sin u_2 = \frac{1}{n} \sin u_1.$$

Обозначая через d толщину пластинки, имеем для длины пути хода луча в призме

$$\overline{AB} = d \sec u_2.$$

Смещение CB определяется из треугольника ABC :

$$\begin{aligned} \frac{\overline{CB}}{\sin(u_1 - u_2)} &= \frac{\overline{AB}}{\cos u_1} = \frac{d}{\cos u_1 \cos u_2}; \\ \overline{CB} &= \frac{d \sin(u_1 - u_2)}{\cos u_1 \cos u_2} = d \frac{\sin u_1 \cos u_2 - \sin u_2' \cos u_1}{\cos u_1 \cos u_2} = \\ &= \frac{d \sin u_1}{\cos u_1 \cos u_2} \left(\cos u_2 - \frac{1}{n} \cos u_1 \right) = d \operatorname{tg} u_1 \left(1 - \frac{1}{n} \frac{\cos u_1}{\cos u_2} \right). \end{aligned}$$

Таким образом,

$$\overline{CB} = d \operatorname{tg} u_1 \left(1 - \frac{1}{n} \frac{\cos u_1}{\cos u_2} \right). \quad (\text{II.42})$$

Преобразуем отношение косинусов в скобках следующим образом:

$$\frac{\cos u_1}{\cos u_2} = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 u_1}}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 u_1}{n^2}}} = (1 - \sin^2 u_1)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\sin^2 u_1}{n^2}\right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Разлагая в ряд оба бинома с дробными показателями и оставляя только по два члена в каждом разложении, получаем

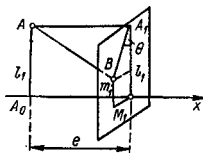


Рис. II.29

$$\begin{aligned} \frac{\cos u_1}{\cos u_2} &= 1 - \frac{1}{2} \sin^2 u_1 + \frac{1}{2} \frac{\sin^2 u_1}{n^2} = \\ &= 1 - \frac{1}{2} \sin^2 u_1 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) = \\ &= 1 - \frac{1}{2} u_1^2 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right). \end{aligned}$$

Подставляя это выражение в формулу (II.42), находим

$$\overline{CB} = d \operatorname{tg} u_1 \left[1 - \frac{1}{n} + \frac{1}{2n} u_1^2 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)\right].$$

Член $d \operatorname{tg} u_1 \left(1 - \frac{1}{n}\right)$ определяет поперечное смещение призмой параксиальных лучей, поэтому поперечная аберрация $\delta g'$ призмы равна

$$\frac{d \operatorname{tg} u_1}{2n} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) u_1^2,$$

или, отбрасывая члены 4-го порядка малости,

$$\delta g' = \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} u_1^2. \quad (\text{II.43})$$

Эта аберрация зависит только от угла пересечения луча с нормалью к граням пластинки и от показателя преломления, но не зависит от расстояния призмы от оптической системы.

Переходим теперь к общему случаю. Так как положение призмы безразлично, положим, что ее первая поверхность совпадает со входным зрачком. Положение падающего на призму луча определим, как всегда, величиной l_1 (рис. II.29) — ординатой точки пересечения лучом меридиональной плоскости — и координатами m_1 и M_1 точки пересечения луча с плоскостью входного зрачка. Проведем плоскость, определяемую падающим лучом и нормалью к грани призмы и проходящую через точку — предмет A с координатами l_1 и 0. Так как нормаль к поверхностям призмы совпадает по направлению с оптической осью системы, то луч не выходит из этой плоскости после своего преломления через обе поверхности призмы. Поэтому временно можно принять эту

плоскость за вспомогательную меридиональную* и вычислить в ней поперечную аберрацию $\delta g'$ призмы по формуле (II.43), т. е.

$$\delta g' = \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} u_1^3.$$

Под u_1 подразумеваем угол между падающим лучом и осью системы, а под $\delta g'$ — отклонение от идеального положения, отсчитываемое в плоскости преломления. —

Чтобы из последней формулы получить нужный нам результат, необходимо определить угол u_1 по заданным l_1 , m_1 и M_1 и, с другой стороны, получить проекции отклонения $\delta g'$ на меридиональную и сагиттальную ($\delta G'$) плоскости.

Для определения угла u_1 вычисляем направляющие косинусы луча. За начало координат по оси x возьмем проекцию A_0 точки A на ось. Координаты двух точек A и B , через которые проходит луч, таковы:

$$A: 0, l, 0; B: e, m_1, M_1,$$

где e — расстояние между плоскостью предмета и плоскостью входного зрачка. Направляющие косинусы луча соответственно равны:

$$\frac{e}{\sqrt{M_1^2 + e^2 + (l_1 - m_1)^2}}; \quad \frac{m_1 - l_1}{\sqrt{M_1^2 + e^2 + (l_1 - m_1)^2}}; \quad \frac{M_1}{\sqrt{M_1^2 + e^2 + (l_1 - m_1)^2}}.$$

Косинус угла u_1 между лучом и оптической осью системы, направляющие косинусы которой 1, 0, 0, определяется формулой

$$\cos u_1 = \frac{e}{\sqrt{M_1^2 + e^2 + (l_1 - m_1)^2}};$$

синус того же угла

$$\sin u_1 = \sqrt{1 - \cos^2 u_1},$$

т. е.

$$\sin u_1 = \frac{\sqrt{M_1^2 + (l_1 - m_1)^2}}{\sqrt{M_1^2 + e^2 + (l_1 - m_1)^2}}. \quad (\text{II.44})$$

Вследствие малости отношений $\frac{m_1}{l}$, $\frac{l_1 - m_1}{e}$ ограничиваемся той степенью точности, которая достаточна для получения членов 3-го порядка, и заменяем знаменатель его приближенным значением e . Тогда

$$\sin u_1 = \frac{\sqrt{M_1^2 + (l_1 - m_1)^2}}{e}.$$

Подставляя это выражение в формулу (II.43), получаем

$$\delta g' = \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} \frac{[M_1^2 + (l_1 - m_1)^2]^{\frac{3}{2}}}{e^3}.$$

Вычислим проекции отклонения $\delta g'$. Для этого необходимо знать угол θ , образуемый пересечением плоскости преломления

с меридиональной плоскостью. Рассмотрим нормаль к поверхностям призмы, проходящую через точку A луча; она пересекает плоскость входного зрачка в точке A_1 с координатами l_1 и 0 ; луч пересекает этот же зрачок в точке с координатами m_1 и M_1 . Угол $(90^\circ - \theta)$ между плоскостью преломления и экваториальной плоскостью определяется из формул:

$$\operatorname{tg}(90^\circ - \theta) = \frac{m_1 - l_1}{M_1}; \quad \sin(90^\circ - \theta) = \frac{m_1 - l_1}{\sqrt{M_1^2 + (l_1 - m_1)^2}}. \quad (\text{II.45})$$

Проекция $\delta g'$ на меридиональную плоскость равна $\overline{\delta g'} \cos \theta$, т. е.

$$\delta g' = \overline{\delta g'} \cos \theta = \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} \frac{M_1^2 + (l_1 - m_1)^2}{e^3} (m_1 - l_1). \quad (\text{II.46})$$

Для проекции $\delta G'$ на экваториальную плоскость имеем

$$\delta G' = \overline{\delta g'} \sin \theta = \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} \frac{M_1^2 + (l_1 - m_1)^2}{e^3} M_1. \quad (\text{II.47})$$

Располагая выражения для $\delta g'$ и $\delta G'$ по возрастающим степеням l_1 , получаем:

$$\left. \begin{aligned} \delta g' &= \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3 e^3} [m_1 (M_1^2 + m_1^2) - (3m_1^3 + M_1^2) l_1 + \\ &\quad + 3m_1 l_1^2 - l_1^3], \\ \delta G' &= \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3 e^3} [M_1 (M_1^2 + m_1^2) - 2m_1 M_1 l_1 + M_1 l_1^2]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.48})$$

Выражения (II.48) аналогичны выражениям аберрации 3-го порядка центрированной системы сферических поверхностей. Можно выделить каждую аберрацию в отдельности, и тогда получаем для поперечной сферической аберрации

$$\left. \begin{aligned} \delta g'_I &= \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} \frac{m_1 (m_1^2 + M_1^2)}{e^3}; \\ \delta G'_I &= \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} \frac{M_1 (m_1^2 + M_1^2)}{e^3}; \\ \text{для комы} \\ \delta g'_{II} &= -\frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} \frac{3m_1^3 + M_1^2}{e^3} l_1; \\ \delta G'_{II} &= -\frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} 2m_1 M_1 l_1; \\ \text{для астигматизма} \\ \delta g'_{III} &= \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} \frac{3m_1 l_1^2}{e^3}; \\ \delta G'_{III} &= \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} \frac{M_1 l_1^2}{e^3}; \\ \text{для дисторсии} \\ \delta g'_V &= -\frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3 e^3} l_1^3. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.49})$$

При этом величина $e = (s_1 - x_1)$ положительна, если входной зрачок расположен левее плоскости предмета. Введем угол поля $\omega_1 = \frac{l_1}{e}$ и апертурные углы $\omega_1 = +\frac{m_1}{e}$ и $\Omega_1 = +\frac{M_1}{e}$, где ω_1 , ω_1 и Ω_1 имеют принятые в [3, гл. III] значения. Тогда формулы (II.48) примут следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \delta g' &= \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^2} [\omega_1 (\Omega_1^2 + \omega_1^2) + (3\omega_1^2 + \Omega_1^2)\omega_1 + \\ &\quad + 3\omega_1\omega_1^2 + \omega_1^3]; \\ \delta G' &= \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^2} [\Omega_1 (\Omega_1^2 + \omega_1^2) + \\ &\quad + 2\omega_1\Omega_1\omega_1 + \Omega_1\omega_1^2]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.50})$$

Для вычисления поперечных aberrаций призмы можно пользоваться одной из формул (II.48) и (II.50); но иногда удобнее считать призму частью оптической системы, например частью объектива, после которого она стоит. В этом случае нужно к значениям коэффициентов $S_1, S_{II}, \dots, S_V$, получаемым для предшествующей призмы части, прибавить значения соответствующих коэффициентов для призмы. Определим суммы $S_I, \dots, S_V$ для предшествующей призмы части так, как это было сделано в выводе формулы (II.58) из книги [3].

Для случая $n_p = 1$ это даст:

$$\left. \begin{aligned} -2\delta g_p' &= \omega_p' (\omega_p'^2 + \Omega_p'^2) S_I + (3\omega_p'^2 + \Omega_p'^2) \omega_1 S_{II} + \\ &\quad + \omega_p' \omega_1^2 (3S_{III} + J^2 S_{IV}) + \omega_1^3 S_V; \\ -2\delta G_p' &= \Omega_p' (\omega_p'^2 + \Omega_p'^2) S_I + 2\omega_p' \Omega_p' \omega_1 S_{II} + \\ &\quad + \Omega_p' \omega_1^2 (S_{III} + J^2 S_{IV}). \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.51})$$

При этом полагаем, что

$$\alpha_p' = 1; h_p = s_p'; y_1 = x_1; J = n_1 \alpha_1 (x_1 - s_1),$$

или, если $s_1 = \infty$, $J = -f'$, где f' — фокусное расстояние системы; p — номер последней поверхности системы. В случае призмы, расположенной вслед за системой, в формулах для aberrаций призмы величина ω_1 должна быть заменена величиной ω_p системы, Ω_p призмы — Ω_p' системы, ω_1 призмы — ω_p системы. Складывая выражения для aberrации обеих частей, находим:

$$\delta g' = \delta g_p' + \delta g_{\text{призма}}';$$

$$\delta G' = \delta G_p' + \delta G_{\text{призма}}'.$$

После подстановок получаем для аберраций всей системы с призмой следующие формулы:

$$\left. \begin{aligned} -2\delta g' &= \omega_p'(\omega_p'^2 + \Omega_p'^2)(S_I + S_I') + (3\omega_p'^2 + \Omega_p'^2)\omega_1 \times \\ &\quad \times (S_{II} + S_{II}') + \omega_p'\omega_1^3[3(S_{III} + S_{III}') + J^2S_{IV}] + \\ &\quad + \omega_1^3(S_V + S_V'); \\ -2\delta G' &= \Omega_p'(\omega_p'^2 + \Omega_p'^2)(S_I + S_I') + 2\omega_p'\Omega_p'^2\omega_1(S_{II} + S_{II}') + \\ &\quad + \Omega_p'\omega_1^3(S_{III} + S_{III}') + J^2S_{IV}), \end{aligned} \right\} \quad (II.52)$$

где S_I' , S_{II}' , ... — коэффициенты в выражениях аберраций призмы, равные

$$\begin{aligned} S_I' &= -d \frac{n^2 - 1}{n^3}; \quad S_{II}' = -d \frac{n^2 - 1}{n^3} \frac{\omega_p'}{\omega_1}; \\ S_{III}' &= -d \frac{n^2 - 1}{n^3} \left(\frac{\omega_p'}{\omega_1}\right)^2; \quad S_{IV}' = 0; \quad S_V' = -d \frac{n^2 - 1}{n^3} \left(\frac{\omega_p'}{\omega_1}\right)^3. \end{aligned} \quad (II.53)$$

Отношение $\frac{\omega_p'}{\omega_1}$, входящее в формулу (II.53), обратно пропорционально увеличению в зрачках системы, стоящей впереди призмы. В случае, когда эта система — бесконечно тонкий объект, играющий роль входного зрачка, имеем $\frac{\omega_p'}{\omega_1} = 1$.

Значения функции $\frac{n^2 - 1}{n^3}$ приведены в табл. II.14.

Хроматические аберрации призмы. Продольное смещение луча призмой в параксальной области определяется формулой $\delta = d\left(1 - \frac{1}{n}\right)$. Дифференцируя по n и заменяя дифференциалы конечными разностями, получаем для продольной хроматической аберрации призмы

$$\delta s' = d \frac{n_F - n_C}{n^2} = d \frac{n - 1}{n^2} \frac{1}{v}, \quad (II.54)$$

где v — коэффициент дисперсии Аббе.

Хроматическую разность увеличения в поперечном направлении получаем, рассматривая влияние призмы на главный луч системы. Призма смещает его перпендикулярно оси на величину

$$\delta g' = d \left(1 - \frac{1}{n}\right) \omega_1. \quad (II.55)$$

Вычислим значения $\delta g'$ для длин волн F и C по формуле (II.55) и, найдя их разность, получим поперечную хроматическую разность увеличения

$$L_F' - L_C' = \frac{d}{v} \frac{n - 1}{n^2} \omega_1. \quad (II.56)$$

Коэффициенты $\frac{n - 1}{n^2}$ приведены в табл. II.14.

Т а б л и ц а II.14

Численные значения коэффициентов $\frac{n^2-1}{n^3}$ и $\frac{n-1}{n^2}$
при различных n

n	$\frac{n^2-1}{n^3}$	$\frac{n-1}{n^2}$	n	$\frac{n^2-1}{n^3}$	$\frac{n-1}{n^2}$
1,50	0,3704	0,2222	1,63	0,3826	0,2371
1,51	0,3718	0,2237	1,64	0,3830	0,2380
1,52	0,3731	0,2251	1,65	0,3834	0,2387
1,53	0,3744	0,2264	1,66	0,3838	0,2395
1,54	0,3756	0,2277	1,67	0,3841	0,2402
1,55	0,3755	0,2289	1,68	0,3843	0,2409
1,56	0,3776	0,2301	1,69	0,3845	0,2416
1,57	0,3786	0,2313	1,70	0,3847	0,2422
1,58	0,3794	0,2323	1,71	0,3848	0,2428
1,59	0,3802	0,2334	1,72	0,3849	0,2434
1,60	0,3809	0,2344	1,73	0,3849	0,2439
1,61	0,3815	0,2353	1,74	0,3849	0,2444
1,62	0,3821	0,2363	1,75	0,3848	0,2449
1,63	0,3826	0,2371			

Влияние на aberrации призмы как компонента оптических систем. Как правило, призмы действуют благоприятно на все aberrации оптических систем благодаря тому, что им свойственны aberrации противоположного знака по сравнению с aberrациями объективов, после которых они обычно стоят. Призмы обладают положительными продольными сферическими и хроматическими aberrациями, положительным астигматизмом, в то время как у простых положительных линз они отрицательные. Сумма Пеццали S_{IV} у призмы равна нулю; дисторсия их имеет бочкообразный характер и компенсирует до некоторой степени подушкообразную дисторсию всех существующих типов окуляров; хроматическая разность увеличения призмы такова, что она исправляет одноименную aberrацию у окуляров. Благоприятное влияние призмы тем больше, чем больше отношение $\frac{d}{f}$.

Рассмотрим несколько подробнее часто встречающийся случай, когда призма стоит после объектива и изменяет его aberrации. Применяя формулы (II.52), т. е. полагая $s_1 = \infty$, $\alpha'_p = 1$, $h_1 = 1$, $y_1 = \frac{x_1}{f}$, $J = -1$ ($n'_p = 1$), получаем для первой суммы

$$S'_I = -\frac{d}{f} \frac{n^2-1}{n^3}.$$

Отношение $\frac{n^2-1}{n^3}$ можно считать близким к 0,38. Для компенсации aberrаций призмы нужно увеличить первую сумму объектива на величину $+0,38 \frac{d}{f}$, что всегда благоприятно действует на качество объектива (увеличение его основного параметра P улучшает aberrации высших порядков).

Для второй суммы, определяющей кому, имеем

$$S_{II} = -\frac{d}{f'} \frac{n^2-1}{n^3} \frac{w_p'}{w_1}$$

Для ее компенсации нужно увеличить S_{II} объектива на величину $\frac{d}{f'} \frac{n^2-1}{n^3} \frac{w_p'}{w_1}$, т. е. менять значение основного параметра W в положительную сторону.

Для компенсации хроматической aberrации положения, введенной призмой, третий основной параметр объектива C должен получить отрицательное приращение, равное $-\frac{d}{f'} \frac{n-1}{n^2}$, что также сказывается благоприятно на aberrациях высших порядков.

Рассмотрим влияние ошибок изготовления отражательных призм на ход лучей в них. Если значения углов призмы вследствие неточного изготовления отступают от заданных по расчету величин, то призма после развертки не эквивалентна плоскопараллельной пластинке, вследствие чего появляется ряд добавочных aberrаций. Для установления допусков на ошибки изготовления углов призм необходимо уметь рассчитывать влияние ошибок на ход лучей. Такая задача выходит из рамок настоящей книги, но учитывая ее значение, укажем общий метод ее решения.

Призма с неправильными углами развертывается, как было указано на стр. 164; эквивалентная ей пластинка с непараллельными гранями может быть заменена комбинацией из плоскопараллельной пластинки и весьма тонкого клина с малым углом у вершины. Клин вносит изменение в ход лучей, отчего меняется положение изображения; кроме того, вводятся aberrации, которые могут быть вычислены на основании формул гл. VII.¹

Приведем сводку формул для aberrаций призмы.

1. Точная формула для продольного смещения луча призмой:

$$\Delta = d \left(1 - \frac{1}{n} \frac{\cos u_1}{\cos u_2} \right) ..$$

Разложение отношений $\frac{\cos u_1}{\cos u_2}$ по степеням $\sin^2 u_1$:

$$\frac{\cos u_1}{\cos u_2} = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{n^2-1}{n^2} \right) \sin^2 u_1 - \frac{(n-1)(n^2+3)}{8n^4} \sin^4 u_1 + \dots$$

¹ Подробно см. в работе [4].

Поперечное смещение луча призмой:

$$\Delta \operatorname{tg} u_1 = d \operatorname{tg} u_1 \left(1 - \frac{1}{n} \frac{\cos u_1}{\cos u_2} \right).$$

2. Продольная сферическая абберация призмы:

$$\delta s' \approx \frac{1}{2} d \frac{n^2 - 1}{n^3} \sin^2 u_1.$$

3. Продольная хроматическая абберация призмы:

$$s'_F - s'_C = \frac{d}{v} \frac{n - 1}{n^2}.$$

4. Меридиональная кома 3-го порядка:

$$\delta g'_k = \frac{3}{2} d \frac{n^2 - 1}{n^3} \omega_1^2 w_1,$$

где ω_1 — апертурный угол сечения пучка; w_1 — наклон главного луча перед призмой.

5. Продольный астигматизм, т. е. разность абсцисс меридионального и сагиттального фокусов элементарного пучка:

$$\Delta = \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} w_1^2.$$

6. Дисторсия главного луча:

$$\delta g'_D = \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} w_1^3.$$

7. Поперечная хроматическая разность увеличения $L'_F - L'_C$ в одной общей плоскости установки:

$$L'_F - L'_C = \frac{d}{v} \frac{n - 1}{n^2} w_1.$$

Плоскопараллельные пластинки, стоящие неперпендикулярно к оси. Плоскопараллельные пластинки, поверхности которых образуют с оптической осью системы углы, отличные от прямого, вводят в систему асимметрию, так что она перестает быть центрированной и на оси появляются все абберации, свойственные обычно только наклонным пучкам, например кома, астигматизм, дисторсия. Если углы между нормалью к поверхностям пластинки и осью системы невелики, можно рассчитывать абберации по вышеприведенным формулам, переходя к новым координатным осям и принимая за временную оптическую нормаль к поверхностям призмы. Как правило, даже очень тонкие пластинки (порядка 1—2 мм), поставленные под большим (свыше 30°) наклоном к оси, заметно портят качество изображения.

Назначение оборачивающих систем из линз. Оборачивающие системы предназначены для получения обращенного изображения объекта. Объектом в этом случае является изображение бесконечно удаленного ландшафта, даваемое объективом. Увеличение изображения, получаемое с помощью оборачивающей системы, обычно невелико и притом бывает больше или меньше единицы по абсолютному значению; чаще всего встречается увеличение —1. В малоответственных оптических системах оборачивающими системами являются простые линзы или двухлинзовые склеенные системы, но хорошие результаты можно получить только при условии раздвоения системы на две склеенные линзы с некоторым более или менее значительным воздушным промежутком между ними.

Обычно линзы поставлены таким образом, чтобы световые пучки, исходящие из любой точки объекта, были параллельными в пространстве, разделяющем обе линзы. В этом наиболее часто встречающемся случае ход лучей в каждой из оборачивающих линз отдельно совпадает с ходом лучей в объективах телескопических систем. При параллельном ходе лучей в промежутке между оборачивающими линзами получаются наилучшие результаты; вместе с тем и расчет становится наиболее легким, так как оборачивающие системы разделяются на два объектива, работающих в параллельных лучах.

При таких условиях расчет оборачивающих линз ведется совершенно так же, как и расчет обычных объективов, и все приемы, изложенные выше для расчета объективов, без всякого изменения можно применять для расчета оборачивающих систем.

Влияние воздушного промежутка на аберрации оборачивающих линз. Воздушный промежуток, отделяющий линзы, может быть использован с целью уменьшения астигматизма системы. В гл. I было показано, что на астигматизм изображения можно влиять изменяя положение входного зрачка при несовпадении его с оправой объектива только в том случае, когда сферическая аберрация и кома объектива не вполне исправлены; обычно это последнее условие не может быть выполнено, так как вызывает ухудшение качества изображения. В оборачивающей системе имеется полная возможность, устраняя кому всей системы, влиять на ее астигматизм, выбирая значения основных параметров W отдельных оборачивающих линз отличными от нуля.

Вычислим аберрации 3-го порядка оборачивающей системы, предполагая, что компоненты ее бесконечно тонки и пучки между ними параллельны.

Пусть f_1 и f_2 (рис. II.30) — фокусные расстояния первого и второго компонентов; AB — предмет; $A'B'$ — изображение; $L_1A = -f_1$; $L_2A' = f_2$; $L_1L_2 = d$. Рассмотрим ход двух вспомогательных лучей $ACDA'$ и $BEFB'$. Пусть углы пересечения

первого вспомогательного луча с осью в пространстве предмета, в промежутке между линзами и в пространстве изображения равны α_I , α_{II} и α_{III} ; пусть β_I , β_{II} и β_{III} — углы пересечения с осью второго вспомогательного луча в тех же пространствах. Положим, что $\alpha_{III} = 1$ и $\beta_{II} = 1$; кроме того, $\alpha_{II} = 0$.

По теореме Лагранжа $\alpha_I = \alpha_{III} \frac{l'}{l_1} = \frac{l'}{l_1}$, т. е. α_I равно линейному увеличению оборачивающей системы; обозначая через h_k и y_k высоты пересечения обоих лучей с компонентом k , имеем $h_I = h_{II}$. Согласно принятым условиям, полагаем $h_I = h_{II} = 1$. Обозначим через x_1 расстояние от первой линзы до входного

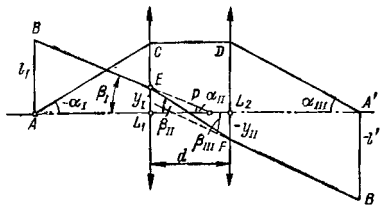


Рис. II.30

зрачка и через x'_1 — расстояние от нее же до точки пересечения главного луча с осью после преломления. Согласно принятому условию, $\beta_{II} = 1$; с другой стороны, из рис. II.30 имеем

$$\beta_{II} = -\frac{y_{II}}{d - x'_1},$$

где $x'_1 = L_1 P$. В точке P находится центр изображения входного зрачка. Из обоих выражений для β_{II} находим:

$$y_{II} = -\frac{d - x'_1}{f_2}; \quad y_I = x'_1.$$

Обозначим через P_2 , W_2 и π_2 основные параметры второго компонента; через $\hat{P}_1$, $\hat{W}_1$ и π_1 — основные параметры первого компонента, рассчитанные в обратном ходе; величина π_1 от направления не зависит. Суммы Зейделя для системы из двух линз могут быть легко рассчитаны относительно второго компонента; расчет для первого компонента затруднен тем, что $\alpha_{II} = 0$. Поэтому вычисляем выражения аберраций для первого компонента в обратном ходе, считая что на него падают параллельные пучки, затем находим изображение отрезков, измеряющих эти аберрации, которое дает в пространстве изображений вся система из двух компонентов, предполагая, что это изображение не имеет

аббераций; это предположение делает возможным применение теоремы Лагранжа—Гельмгольца. Прибавляя к найденным таким образом отрезкам абберации второго компонента в прямом ходе, находим искомые абберации всей системы. Некоторую трудность при этом представляет правильное определение знаков изображений аббераций первого компонента, но эта задача легко может быть разрешена с помощью рисунка.

Определим линейное увеличение β всей системы — величину, на которую нужно умножить абберации первого компонента в обратном ходе.

Очевидно что

$$\beta = -\frac{f_2}{f_1} = \frac{a_1}{a_{III}} = \frac{l'}{l_1}.$$

Входным зрачком для обоих компонентов является упомянутое уже изображение входного зрачка системы в точке P ; его положение определяется отрезком x'_1 ; луч, абберацию которого мы желаем вычислить, зададим координатами m и M пересечения этого луча с плоскостью зрачка P ; угол пересечения главного луча с осью в промежутке между линзами назовем ω .

Обозначим через $\delta g'_I$, $\delta g'_{II}$, ..., $\delta g'_V$ отклонения, вызванные сферической абберацией, комой, астигматизмом, кривизной и дисторсией в плоскости изображения всей системы. Указанным выше способом вычисления при помощи формул (III.7) и (III.7)* из [3] после подстановки вместо y_I и y_{II} их найденных значений находим:

$$\left. \begin{aligned} \delta g'_I &= \frac{m^3}{2f_2^3} (\beta^3 \tilde{P}_1 - P_2); \\ \delta g'_{II} &= +\frac{3}{2} \frac{m^3}{f_2^3} \operatorname{tg} \omega [x'_1 \beta^3 \tilde{P}_1 + (d - x'_1) P_2 + f_2 (\beta^2 \tilde{W}_1 - W_2)]; \\ \delta g'_{III} &= -\frac{1}{2} m \operatorname{tg}^2 \omega_1 \left[-\left(\frac{x'_1}{f_2}\right)^2 \beta^3 \tilde{P}_1 + \left(\frac{d - x'_1}{f_2}\right)^2 P_2 - \right. \\ &\quad \left. - 2 \left(\frac{x'_1}{f_2} \beta^3 \tilde{W}_1 + \frac{d - x'_1}{f_2} W_2\right) + 1 - \beta \right]; \\ \delta g'_{IV} &= -\frac{1}{2} m \operatorname{tg}^2 \omega_1 (-\beta \pi_1 + \pi_2); \\ \delta g'_V &= -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^3 \omega_1 \left\{ -\left(\frac{x'_1}{f_2}\right)^3 \beta^3 \tilde{P}_1 - \left(\frac{d - x'_1}{f_2}\right)^3 P_2 + \right. \\ &\quad \left. + 3 \left[-\left(\frac{x'_1}{f_2}\right)^2 \beta^3 \tilde{W}_1 + \left(\frac{d - x'_1}{f_2}\right)^2 W_2 \right] - \right. \\ &\quad \left. - \frac{x'_1}{f_2} \beta (3 + \pi_1) - \frac{d - x'_1}{f_2} (3 + \pi_2) \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (II.57)$$

Нетрудно подобрать такие значения x'_1 , $\tilde{W}_1$ и W_2 , чтобы $\delta g'_{II}$, $\delta g'_{III}$ и $\delta g'_V$ были равными нулю.

Наиболее интересен случай, когда $\beta = -1$; тогда рационально принять, что $x_1 = \frac{d}{2}$. В таком случае, полагая, что $f_1 = f_2 = f$, имеем:

$$\left. \begin{aligned} \delta g'_I &= -\frac{m^2}{2f^2} (\hat{P}_1 + P_2); \\ \delta g'_{II} &= \frac{3}{2} \frac{m^2}{f^2} \operatorname{tg} w \left[\frac{d}{2} (P_2 - \hat{P}_1) + f (\hat{W}_1 - W_2) \right]; \\ \delta g'_{III} &= -\frac{1}{2} m \operatorname{tg}^2 w \left[\left(\frac{d}{2f} \right)^2 (\hat{P}_1 + P_2) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{d}{f} (\hat{W}_1 + W_2) + 2 \right]; \\ \delta g'_{IV} &= -\frac{1}{2} m \operatorname{tg}^2 w (\pi_1 + \pi_2); \\ \delta g'_V &= -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^3 w \left[\left(\frac{d}{2f} \right)^3 (\hat{P}_1 - P_2) - \right. \\ &\quad \left. - 3 \left(\frac{d}{2f} \right)^2 (\hat{W}_1 - W_2) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (II.58)$$

Если $\hat{P}_1 = P_2$, $\hat{W}_1 = W_2$, то кома и дисторсия системы исчезают; нетрудно показать, что в этом случае хроматическая разность увеличения также равна нулю. Кроме того, можно сделать равными нулю и $\delta g'_{III}$, если удовлетворить условию

$$\left(\frac{d}{2f} \right)^2 P - \frac{d}{f} W + 1 = 0, \quad (II.59)$$

где

$$P = \hat{P}_1 = P_2; \quad W = \hat{W}_1 = W_2.$$

Если даже $P = 0$, что необходимо для исправления сферической аберрации оборачивающей системы, то, удовлетворяя уравнению

$$\frac{d}{f} W = 1, \text{ или } W = \frac{f}{d}, \quad (II.60)$$

можно исправить астигматизм оборачивающей системы.

Практически нельзя давать величине W значения, превышающие 1—1,5; в противном случае появляются большие высшие порядки сферической аберрации (см. гл. I). Поэтому необходимо, чтобы величина d составляла большую долю фокусного расстояния оборачивающих линз. Необходимо помнить, что при больших положительных значениях параметра W выгодно брать для второго компонента комбинацию «флинт впереди», а для первого — выгоднее поступать наоборот, т. е. брать систему «крон впереди», так как аберрации высших порядков в этом случае меньше.

При расчете оборачивающих линз с заданной длиной оптической трубы приходится решать задачу о наиболее выгодном

выборе значений фокусных расстояний f и длины промежутка d между линзами. При заданной длине между объектом и изображением, равной $2f + d$, очевидно, что, сохраняя эту длину, можно увеличить d за счет f , и наоборот. При больших f и малом d увеличиваются размеры оборачивающих линз и вместе с ними аберрации на оси системы; при этом уменьшается угол поля зрения оборачивающих линз, так как диаметр предмета — величина заданная и по мере того, как f увеличивается, уменьшается угол, под которым предмет виден из центра первой оборачивающей линзы. Но, с другой стороны, отпадает возможность исправить астигматизм, а вместе с тем и среднюю кривизну поля зрения системы, так как при $d = 0$ астигматизм доходит до своего максимального значения.

В противоположном случае малых f и большого d можно улучшить качество изображения на оси n , давая величине W большое положительное значение, исправить и в случае необходимости переисправить астигматизм системы.

В каждом случае надо выяснить, какая комбинация значений f и d даст наиболее благоприятные результаты, приняв во внимание при этом величину виньетирования, более значительного в случае больших d , а также и другие привходящие обстоятельства, влияющие на выбор наилучшего решения.

3. ЗРИТЕЛЬНЫЕ ТРУБЫ

Трубы Галилея

Аберрации труб Галилея. Зрительная труба Галилея состоит из положительного компонента и отрицательной линзы в качестве окуляра; эти трубы имеют обычно малое увеличение — порядка от полутора до пяти, в редких случаях до шести и даже до восьми, так как при больших увеличениях поле зрения становится слишком малым. При малых увеличениях оптические системы, состоящие из объектива и окуляра, должны быть рассматриваемы как одно целое. К трубам Галилея довольно хорошо применима теория расчета системы из бесконечно тонких компонентов.

Пусть γ — увеличение трубы; f_1 — заднее фокусное расстояние объектива; f_2 — то же для окуляра ($f_2 < 0$). Пользуясь обозначениями и формулами (III.8) из книги [3] для телескопической системы из двух компонентов с увеличением γ имеем:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{2}{\gamma} (\delta G'_p) &= \frac{m_1(m_1^2 + M_1^2)}{f_1} S_I + \frac{3m_1^2 + M_1^2}{f_1} \omega_1 S_{II} + \frac{m_1}{f_1} \times \\ &\quad \times \omega_1^2 (3S_{III} + S_{IV}) + \omega_1^3 S_V; \\ -\frac{2}{\gamma} (\delta G'_p) &= \frac{M_1(m_1^2 + M_1^2)}{f_1} S_I + \frac{2m_1 M_1}{f_1} \omega_1 S_{II} + \\ &\quad + \frac{M_1}{f_1} \omega_1^2 (S_{III} + S_{IV}), \end{aligned} \right\} \quad (II.61)$$

где $(\delta g'_p)$ и (δG_p) — меридиональные и сагиттальные отклонения луча от идеального направления, выраженные в угловой мере. Определим суммы $S_I, S_{II}, \dots, S_V$.

Обозначим углы пересечения первого вспомогательного луча с осью системы в пространстве предметов, между компонентами и в пространстве изображений буквами α_i, α_{II} и α_{III} , высоты точек преломления того же луча через объектив и окуляр — буквами h_i и h_{II} и высоты для второго вспомогательного луча — буквами y_i и y_{II} . Согласно замечанию в монографии [3, стр. 244] о вычислении сумм Зейделя для телескопической системы с отрицательным окуляром, принимаем, что $\alpha_{II} = 1$, и, замечая, что $\alpha_i = \alpha_{III}$, находим выражения сумм по формулам (II.7) из [3] в таком виде:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= h_i P_1 - h_{II} \hat{P}_2; \\ S_{II} &= y_i P_1 - y_{II} \hat{P}_2 + W_1 - \hat{W}_2; \\ S_{III} &= \frac{y_i^2}{h_i} P_1 - \frac{y_{II}^2}{h_{II}} \hat{P}_2 + 2 \left(\frac{y_i}{h_i} W_1 - \frac{y_{II}}{h_{II}} \hat{W}_2 \right) + \\ &\quad + \frac{1}{h_i} - \frac{1}{h_{II}}; \\ S_{IV} &= \frac{1}{h_i} \pi_1 \alpha_{II} - \frac{1}{h_{II}} \pi_{II} \alpha_{II}; \\ S_V &= \frac{y_i^3}{h_i^2} P_1 - \frac{y_{II}^3}{h_{II}^2} \hat{P}_2 + 3 \left(\frac{y_i^2}{h_i^2} W_1 - \frac{y_{II}^2}{h_{II}^2} \hat{W}_2 \right) + \\ &\quad + \frac{y_i}{h_i^2} \alpha_{II} (3 + \pi_1) - \frac{y_{II}}{h_{II}^2} \alpha_{II} (3 + \pi_2). \end{aligned} \right\} \quad (II.62)$$

В формулах (II.62) величины P и W являются основными параметрами системы, т. е. они вычисляются в предположении, что луч падает на компонент параллельно оси ($\alpha = 0$) и выходит из него под углом $\alpha' = 1$. Для окуляра величины $\hat{P}_2$ и $\hat{W}_2$ вычисляются в обратном ходе. Для получения $\alpha' = 1$ приходится брать высоту пересечения луча с окуляром не $+1$, а -1 .

Определим величины y_i и y_{II} . Выходным зрачком трубы Галилея, как и вообще большинства телескопических систем, следует считать зрачок глаза, помещенный в центр вращения глазного яблока, находящегося приблизительно на расстоянии 25 мм от последней поверхности окуляра. Благодаря сильному виньетированию понятие выходного зрачка в биноклях Галилея не имеет определенного смысла. Но для вычисления сумм, имея в виду главным образом исправление аберраций в центре поля зрения и в небольшой области, его окружающей, рационально исходить из указанного положения зрачка. Входным зрачком в данном случае является изображение зрачка всей системой, причем

нужно принять, что зрачок расположен в центре вращения глаза.

Для вычисления величины y_I нужно определить положение входного зрачка, т. е. получить изображение центра глазного яблока через трубу в обратном ходе. Пусть s (рис. II.31) — расстояние от окуляра до центра глазного яблока ($s > 0$) и x_1 — расстояние от объектива до центра входного зрачка. Расчет хода параксимального луча, проходящего через всю систему, дает

$$x_1 = f_1 \left[\gamma \left(1 - \frac{s}{f_2} \right) - 1 \right]. \quad (\text{II.63})$$

Обычно величина $\frac{s}{f_2}$ близка к -1 , так как $s \approx 25$ и $f_2 = -20$ или -30 ; можно приближенно принять, что $x_1 = f_1 (2\gamma - 1)$.

Величина y_I получается делением расстояния x_1 на фокусное расстояние объектива f_1 , т. е.

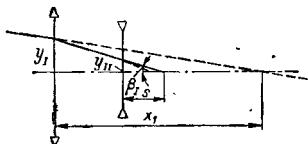


Рис. II.31

$$y_I = \frac{x_1}{f_1} = \left(1 - \frac{s}{f_2} \right) \gamma - 1. \quad (\text{II.64})$$

Величина y_{II} , как показывает вычисление хода параксимального луча, определяется по формуле

$$y_{II} = y_I - d\beta_2 = \frac{1}{\gamma} (1 - \gamma + y_I) = -\frac{s}{f_2} \quad (\text{II.65})$$

и практически всегда близка к единице.

Что касается величин h_I и h_{II} , то для них имеем:

$$h_I = 1; \quad h_{II} = \frac{1}{\gamma}. \quad (\text{II.66})$$

Согласно формулам (II.62), получаем следующие выражения сумм Зейделя для системы Галилея:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= \left(P_1 - \frac{1}{\gamma} \tilde{P}_2 \right) \text{ (сферическая абберрация);} \\ S_{II} &= y_I P_1 - y_{II} \tilde{P}_2 + W_1 - \tilde{W}_2 \text{ (кома);} \\ S_{III} &= y_I^2 P_1 - y_{II}^2 \tilde{P}_2 + 2(y_I W_1 - y_{II} \gamma \tilde{W}_2) + 1 - \gamma \text{ (астигматизм);} \\ S_{IV} &= \pi_1 - \gamma \pi_2 \text{ (кривизна поля);} \\ S_V &= y_I^3 P_1 - y_{II}^3 \tilde{P}_2 + 3(y_I^2 W_1 - y_{II}^2 \gamma^2 \tilde{W}_2) + y_I (3 + \pi_1) - y_{II} \gamma^3 (3 + \pi_2) \text{ (дисторсия).} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.67})$$

Выражения для S_{IV} и S_V могут быть упрощены, если положить, что $\pi_1 = \pi_2 = 0,7$; тогда

$$\left. \begin{aligned} S_{IV} &= 0,7 (1 - \gamma); \\ S_V &= y_1^3 P_1 - y_1^3 \gamma^2 \hat{P}_2 + 3 (y_1^3 W_1 - y_1^3 \gamma^2 \hat{W}_2) + 3,7 (y_1 - \gamma^2 y_{11}) \end{aligned} \right\} \quad (II.68)$$

Хроматические aberrации трубы могут быть написаны в таком виде:

$$\left. \begin{aligned} S_{I \text{ chr}} &= C_1 - \frac{1}{\gamma} C_2; \\ S_{II \text{ chr}} &= y_1 C_1 - y_2 C_2, \end{aligned} \right\} \quad (II.69)$$

где C_i — основной параметр, определяющий хроматизм компонента с номером i и равный $-\sum \frac{\Phi_i}{v_i}$ (суммирование распространено на все линзы компонента).

Из условия уничтожения хроматических aberrаций вытекает: $C_1 = C_2 = 0$; на практике очень часто берут простой окуляр, и условие второго хроматизма строго не выполняется; впрочем, легко проверить, что если выполнено первое условие хроматизма, то второе автоматически выполняется для некоторого определенного положения выходного зрачка. Положение этого исправленного в отношении хроматических aberrаций зрачка определяется соотношением

$$y_1 C_1 - y_{11} C_2 = 0, \text{ или } \frac{y_{11}}{y_1} = \frac{C_1}{C_2}. \quad (II.70)$$

Рассмотрим сначала строгое решение задачи:

$$C_1 = 0, C_2 = 0.$$

Приравнивание нулю правых частей выражений (II.67), за исключением S_{IV} , дает четыре уравнения с четырьмя неизвестными, решение которых приводит к системе значений $P_1, \hat{P}_2, W_1$ и $\hat{W}_2$. Условие $S_{IV} = 0$ невыполнимо, если γ не равно единице.

Подбирая изложенным ранее способом с помощью табл. I.5 и I.6 марки стекол, всегда можно теоретически вычислить конструктивные элементы системы так, чтобы четыре перечисленных параметра получили нужные значения.

Пример. Исходим из следующих заданий:

$$\gamma = 5; f_1 = 125; f_2 = -25; s = 25.$$

Формулы (II.64) и (II.65) дают:

$$y_1 = 9; y_{11} = 1.$$

Из выражений (II.67) получаем следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} 5P_1 - \hat{P}_2 &= 0 \text{ для } S_I; \\ 9P_1 - \hat{P}_2 + W_1 - \hat{W}_2 &= 0 \text{ для } S_{II}; \\ 81P_1 - 5\hat{P}_2 + 18W_1 - 10\hat{W}_2 - 4 &= 0 \text{ для } S_{III}; \\ 729P_1 - 25\hat{P}_2 + 243W_1 - 75\hat{W}_2 - 59 &= 0 \\ &\text{для } S_V. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.67})^*$$

Решаем эту систему:

$$P_1 = 0,8; \quad \hat{P}_2 = 3,9; \quad W_1 = -1,1; \quad \hat{W}_2 = 2,1.$$

Находим $P_{\min}$ для первого и второго компонентов по известной формуле $P_{\min} = P - 0,85 (W - W_0)^2$:

$$P_{1 \min} = 0,8 - 0,85 (-1,25)^2 = -0,5;$$

$$P_{2 \min} = 3,9 - 0,85 (1,95)^2 = +0,7.$$

Если принять, что $\gamma = 3$, $f_1 = 75$, $f_2 = -15$, $s = 25$, решение уравнений (II.67*) приводит при $y_1 = 5$ и $y_{II} = 1$ к следующим значениям основных параметров:

$$P_1 = 2,3; \quad \hat{P}_2 = 5,9; \quad W_1 = -1,8; \quad \hat{W}_2 = 2,8.$$

Соответствующие значения $P_{\min}$:

$$P_{1 \min} = -0,8, \quad \hat{P}_{2 \min} = +0,7.$$

Величины $P_{1 \min}$ и $P_{2 \min}$ обеспечивают довольно благоприятные конструктивные элементы. Поскольку P — большая положительная величина, то, естественно, возникает вопрос о замене в окуляре двухлинзового склеенного компонента простой линзой, для чего надо положить $P_{2 \min} = 2$. Так как мы лишаемся одного параметра, необходимо отказаться от выполнения одного условия. Откажемся от соблюдения условия отсутствия дисторсии.

На основании формулы (III.37) из монографии [3] можно написать

$$\hat{P}_2 = 2 + 0,85 (\hat{W}_2 - 0,15)^2.$$

Исключая из первых трех уравнений (II.67*) P_1 и W_1 , находим

$$\hat{P}_2 = 2,5\hat{W}_2 - 1,25.$$

Приравнявая оба выражения для P_2 , приходим к уравнению

$$2,5\hat{W}_2 - 1,25 = 2 + 0,85 (\hat{W}_2 - 0,15)^2,$$

или

$$0,85\hat{W}_2^2 - 2,75\hat{W}_2 + 3,27 = 0.$$

Это уравнение корней не имеет; таким образом, нельзя исправить астигматизм трубы Галилея с простой линзой в качестве окуляра.

Необходимо подчеркнуть, что при расчете труб Галилея вопрос высших порядков имеет кардинальное значение. Поле зрения труб Галилея, как известно, зависит в большой степени от отверстия объектива: чем оно больше, тем больше может быть и поле зрения оптической системы. С другой стороны, существование aberrаций высших порядков связано с большими кривизнами поверхностей, а последние обуславливают диаметры линз. Поэтому при выборе величин P_1 и W_1 следует обратить особое внимание на значение коэффициентов высших порядков сферической aberrации, пользуясь либо графиками на рис. 1.3 и 1.4, либо приближенной формулой (1.12).

Выражения (II.67) и (II.69) не могут привести к уравнениям, дающим окончательное решение, тем не менее они дают надежные указания, в какой области величины P и W нужно искать решение, и позволяют найти наиболее подходящие марки стекол; решающее значение имеют расчеты aberrаций тригонометрическим путем. При изменениях конструктивных элементов также полезно выражения (II.67): они намечают рациональные способы влияния на те или иные aberrации.

В качестве примера можно указать на следующий результат, вытекающий из формул (II.67). Можно доказать, что при малых увеличениях труб Галилея применение простых линз в качестве окуляра более рационально, чем применение сложного ахроматического компонента, несмотря на некоторый неизбежный остаток хроматической разности увеличения. Для исправления хроматической и сферической aberrаций всей системы при простой отрицательной линзе окуляра приходится переисправлять объектив в отношении сферической и хроматической aberrаций; последнее приводит к уменьшению параметра $F_{кр}$ объектива, что изменяет $P_{1\min}$ в положительную сторону; недоисправление сферической aberrации вызывает изменение $P_{1\min}$ также в положительную сторону. В результате — уменьшение кривизн поверхностей, как следствие, уменьшение aberrаций высших порядков, увеличение диаметра объектива и увеличение поля зрения. Применение флинта в окуляре усиливает этот благоприятный результат, хотя при этом растет зависимость хроматической разности увеличения от положения глазного зрачка, а это вызывает быстрое изменение окраски на контурах изображений при движениях глаза. Полезно также применение в объективе ком-

бинаций тяжелых флинтов с легкими боросиликатными кронами, так как кривизна склеенных поверхностей тем меньше, чем больше разность показателей и дисперсий кроны и флинта.

Современные трубы Галилея. В последние десятилетия неоднократно делались попытки усовершенствовать бинокль Галилея. Простота оптической системы бинокля, его оправ, малые габариты, а следовательно, дешевизна и удобство в обращении обеспечивают этой категории телескопических систем большой спрос. К сожалению, возможности ее ограничены малостью угла поля зрения, вызванной большим расстоянием от выходного зрачка трубы (т. е. изображения объектива окуляра) до глазного зрачка и тем более до центра вращения глазного яблока. Вследствие малости угла поля зрения можно придавать трубам Галилея лишь небольшие увеличения от $2\times$ (телескопические очки) до $4\times$. При больших увеличениях у наблюдателя создается впечатление, что он смотрит через узкую длинную трубку (по выражению некоторых авторов, «через замочную скважину»). Трубы Галилея уступают призмменным биноклям по всем показателям, за исключением простоты и дешевизны, в связи с чем делались неоднократные попытки увеличить их угол поля зрения.

Рассмотрим, в каких направлениях следует искать возможности усовершенствования труб Галилея. Известна формула, определяющая поле зрения трубы Галилея, а именно: $2\omega' =$

$$= \frac{D}{\gamma d + f_1 \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)}, \text{ где } D — \text{диаметр объектива; } d — \text{расстояние}$$

от последней поверхности окуляра до центра глазного зрачка; γ — увеличение трубы Галилея; f_1 — фокусное расстояние объектива. Из формулы видно, что чем больше D и чем меньше f_1 , тем больше поле. Поэтому очень важно добиться большого относительного отверстия объектива $\frac{D}{f_1}$. По такому пути пошла фирма

«К. Цейсс», выпустив бинокль Галилея $4\times$ с усложненным объективом (три линзы вместо двух), рассчитанный Рором. Фокусное расстояние объектива $f' = 100$ мм, окуляра $f' = -25$ мм, угловое поле зрения объектива $8^\circ 30'$, длина бинокля 77 мм. Конструктивные элементы бинокля даны в табл. II.15, а его схема приведена на рис. II.32.

Другой прием заключается в добавлении толстой менисковой отрицательной линзы, увеличивающей фокусное расстояние объектива без удлинения системы; этот прием выполнен в расчете бинокля $4\times$ А. И. Слосаревой (рис. II.33). Фокусное расстояние объектива $f' = 100$ мм, окуляра $f' = -25$ мм, диаметр объектива 50 мм. Конструктивные элементы такого бинокля даны в табл. II.16.

Поле зрения трубки 9° . Длина его от первой поверхности объектива до последней поверхности окуляра 62,5 мм.

М. М. Русиновым и его сотрудниками был рассчитан ряд труб Галилея как с применением асферических поверхностей, так и без них, отличающихся большой толщиной и менискообразным

Таблица II.15
Конструктивные элементы бинокля 4×,
рассчитанного Рором

r	d	n_D	v
90,0		1,0	
185,0	5,0	1,5726	57,5
43,0	0	1,0	
-92,0	13,2	1,5726	57,5
91,0	1,0	1,6245	35,8
-28,1	57,0	1,0	
28,1	1,0	1,5726	57,5
		1,0	

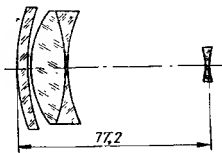


Рис. II.32

видом окуляра при положительных радиусах кривизны последнего, что укорачивает систему и, следовательно, приводит к увеличению поля зрения; одновременно может быть улучшена коррекция некоторых аберраций.

Усложнением объектива и окуляра можно было бы добиться еще более значительных углов поля зрения, но целесообразность такой меры сомнительна, так как главное преимущество труб Галилея заключается в их простоте.

Труба Галилея в системах с переменным увеличением. Труба Галилея благодаря своей малой длине применяется в качестве добавочной системы в оптических системах с переменным увеличением. При расчете таких труб надо

Таблица II.16

Конструктивные элементы бинокля 4×,
рассчитанного А. И. Слюсаревой

r	d	n_D	v
46,05		1,0	
-60,57	15,0	1,5891	61,2
1002,25	2,0	1,6725	32,2
26,61	2,0	1,0	
14,08	20,0	1,5891	61,2
-15,42	22,0	1,0	
	1,5	1,6169	36,5
∞		1,0	

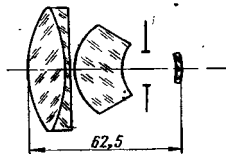


Рис. II.33

обратить внимание на существенное отличие их от рассмотренных ранее, у которых выходным зрачком служил зрачок глаза, находящийся снаружи системы; это обстоятельство вызывает ряд неприятных последствий: незначительность поля зрения, наличие больших аберраций, вызываемых большими значениями величин y_1 и y_{11} , и т. д.

В системах переменного увеличения трубы Галилея находятся впереди некоторой телескопической системы с определенным зрачком входа. Можно всегда рассчитать последнюю таким образом, чтобы ее входной зрачок оказался впереди объектива между линзами трубы Галилея, и даже таким образом, чтобы он совпал с изображением объектива этой трубы, даваемым ее отрицательной линзой. При этом величины y_1 и y_{11} становятся малыми по абсолютному значению; поле зрения растет; аберрации наклонных пучков уменьшаются; диаметр объектива может быть уменьшен; расчет может основываться почти целиком на алгебраическом методе в самой упрощенной форме. Важно обратить внимание на то, что здесь и объектив и окуляр должны быть в отдельности исправлены в отношении хроматической аберрации.

Бинокль Галилея с увеличенным полем зрения. Основной недостаток биноклей Галилея — их малое поле зрения. Выше было указано, каким образом в случае простейшей системы из двухлинзового склеенного объектива и простой линзы в качестве окуляра можно достигнуть увеличения поля; но даже в лучших условиях относительное отверстие объектива не может превысить 1 : 2: как уже указывалось, поле зрения окуляра в конце концов определяется отверстием объектива. При увеличении $4\times$ поле зрения трубы Галилея простейшего типа не может превысить $6-7^\circ$, т. е. вдвое меньше того, что может дать призмennyй бинокль или труба с положительным окуляром того же увеличения.

Телескопические системы для концентрации почти параллельных пучков. Пучки лучей, испускаемых лазерами, обладают очень незначительным углом рассеяния — порядка минут и десятков минут; однако для некоторых приложений этот угол велик и необходимо его уменьшить, что можно выполнить с помощью телескопической системы. При этом диаметр выходящего пучка увеличивается. Требования к точности значения угла рассеяния обычно велики, и система, выполняющая необходимое преобразование пучков, должна быть хорошо скорригирована в отношении сферической аберрации. Остальные аберрации вследствие монохроматичности испускаемого светового потока и его малого апертурного угла не имеют значения.

Такие телескопические системы обычно строятся по типу трубы Галилея с отрицательным окуляром. Поскольку нет необходимости исправлять хроматическую аберрацию, объектив рационально рассчитывать по типу конденсорных систем из нескольких линз на минимуме сферической аберрации.

Первая линза рассчитывается на минимуме этой аберрации, остальным дают форму апланатическую.

Таким образом, общая аберрация определяется исключительно первой линзой и может быть легко рассчитана по формуле

$$\delta g' = -\frac{P_0}{2} \left(\frac{h}{f'N} \right)^3 f'.$$

где P_0 — минимальное значение основного параметра P , близкое к двум для обычных марок стекла; h — высота пересечения крайнего луча с объективом; N — число линз; f' — фокусное расстояние объектива.

Рассмотрим численный пример в предположении, что оптические силы всех N линз одинаковы. Например, при $f' = 100$ мм $2h = 67$ мм, $N = 3$, $\delta g' \approx 0,10$.

Отрицательному компоненту всегда можно в теории придать такую форму, чтобы аберрация объектива компенсировалась, но только при не очень больших увеличениях γ ; эта компенсация удовлетворительна, пока радиусы кривизны отрицательного компонента не становятся слишком малыми. В рассмотренном примере γ можно принять равным нескольким десяткам.

Идеальное, с точки зрения теории, решение этой задачи состоит в применении асферической поверхности, но на практике такое решение обычно отвергается из-за сложности и длительности изготовления.

В отношении веса и габаритов оба перечисленных решения довольно близки друг к другу. Световые потери, вызванные отражением от поверхностей, меньше в случае применения асферической поверхности благодаря меньшему числу линз.

Трубы с положительным окуляром

Большинство телескопических систем снабжено положительными окулярами: только они могут обеспечить достаточно большие углы поля зрения.

Трубы с положительным окуляром могут быть разбиты на следующие категории:

1. Трубы, состоящие только из объектива и окуляра (астрономические и геодезические трубы).

2. Трубы, состоящие из объектива и окуляра с добавлением призмной оборачивающей системы (призмные бинокли, стереотрубы, дальномеры и т. д.).

3. Трубы, состоящие из объектива и окуляра с добавлением одной или нескольких оборачивающих систем, призм (зрительные трубы старого образца, перископы и т. д.).

Астрономические и геодезические трубы. Эти трубы отличаются от остальных значительными увеличениями, очень малым углом поля зрения со стороны объектива, малым фокусным расстоянием окуляра (в геодезических трубах). Поэтому можно вести расчет

объектива и окуляра независимо друг от друга. Впрочем, в астрономических трубах aberrаций объектива, особенно остаточная хроматическая aberrация, настолько велики, что исправить их соответствующими aberrациями окуляра невозможно; кроме того, астрономы пользуются набором окуляров; опыт показывает, что качество изображения не связано с окуляром, а только с объективом и с увеличением всей системы, которое определяется только фокусным расстоянием окуляра.

Геодезические трубы должны давать очень высокое качество изображения. При расчете объектива, в последней стадии, окончательная подгонка с помощью ЭВМ производится для всей системы объектив — окуляр; при наличии фокусирующей линзы следует учесть и ее.



Рис. II.34

Объективы геодезических труб высшего класса исправлены в отношении вторичного спектра: методика выбора марок стекла для этой цели изложена в гл. VIII.

Призмённые системы. Призмённые системы, как было изложено выше, вводят заметные сферическую и хроматическую aberrации в сторону переисправления. При этом увеличивается относительное отверстие системы, что выгодно, так как при наличии призм с достаточно большим ходом лучей можно получить ту же степень коррекции осевых aberrаций при менее крутых поверхностях (особенно поверхность склейки). На остальные aberrации призмы практически не действуют. Вторичный спектр также несколько улучшается благодаря уменьшению оптических сил объектива.

Напомним основные формулы продольных aberrаций плоскопараллельной пластинки:

продольная сферическая aberrация

$$\delta s' = \frac{d}{2} \frac{n^2 - 1}{n^3} \sin^2 u;$$

продольная хроматическая aberrация

$$\delta s' = \frac{d}{v} \frac{n - 1}{n^2},$$

где $v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$ — коэффициент дисперсии.

Примером использования свойств призмённых оборачивающих систем может служить расчет бинокля $3,5 \times 14$ с полем зрения 20° , выполненный в ГОИ. Призмённая система занимает весь промежуток, отделяющий объектив от окуляра, поэтому последняя поверхность объектива и первая поверхность окуляра выполнены плоскими; труба, состоящая из объектива, окуляра Эрфле и призмы Лемана, приведена на рис. II.34.

Благодаря большому ходу лучей через призму относительное отверстие системы может быть доведено до 1 : 3 вместо нормаль-

ного 1 : 4, т. е. получается сокращение длины на 30%. Кроме того, сокращение числа соприкасающихся с воздухом поверхностей на три заметно понижает потери на отражение (во время расчета еще не были известны просветляющие слои). Замена воздуха стеклом при выбранной конструкции не мешает сокращению габаритов; объединение объектива, оборачивающих призм и части окуляра в одну деталь обеспечивает нерасстраиваемость трубок при толчках и вибрациях; габариты бинокля заметно меньше, чем у галилеевой трубы того же увеличения, а угол поля зрения значительно больше.

Недостатки этой трубы — трудность сборки и строгие допуски на изготовление некоторых деталей, например на прямой угол крышки лемановой призмы.

Конструктивные элементы призмной трубы приведены в табл. II.17.

Сокращение размеров призмных биноклей. Призмные бинокли за последние 50—70 лет мало изменили свои характеристики в отношении увеличений, качества изображения, углов поля и габаритов. Можно считать, что они практически подошли к пределу своих возможностей, ограниченных в значительной степени технологией изготовления, не допускающей сложных конструкций.

Если сравнить современные бинокли с биноклями довоенного (имеется в виду первая мировая война) времени, можно обнаружить только второстепенные усовершенствования: лучшее внешнее оформление, более надежная защита от воздействия пыли, влажности, вредных химических реагентов, уменьшение веса путем применения легких материалов. В нашей стране и за рубежом делались попытки сократить размеры биноклей без изменения их оптических характеристик. Чтобы добиться этого, необходимо уменьшить расстояние от объектива до его фокуса либо уменьшая фокусное расстояние, либо используя схему телеобъектива.

1. Уменьшение фокусного расстояния. Если величина входного зрачка должна остаться без изменения, то приходится идти

Таблица II.17

Конструктивные элементы
призмной трубы

r	d	n_D	v	Марка стекла
28,37	1,0	1,6242	35,9	Ф4
10,09	5,0	1,6079	46,2	По Шотту
∞	87,1	1,5688	56,0	БК10
∞	4,0	1,5163	64,0	К8
-18,05	0,03	1,0		
+18,0	6,0	1,5163	64,0	К8
-18,0	1,0	1,6164	36,5	Ф2
∞	0,2	1,0		
18,0	6,0	1,5163	64,0	К8
-18,0	1,0	1,6164	36,5	Ф2
∞				

на увеличение относительного отверстия, а это приводит к усложнению объектива, а возможно и окуляра, так как необходимо оставить без изменения расстояние от окуляра до выходного зрачка.

2. Использование схемы телеобъектива. Двухлинзовый слик-еинный объектив заменяется комбинацией положительной и отрицательной линз, разделенных воздушным промежутком. Появление двух новых конструктивных элементов (лишний радиус и воздушный промежуток) позволяет несколько лучше исправлять сферическую и сферохроматическую аберрации, но в ограниченных пределах. Вычисления показывают, что применение схемы телеобъектива позволяет сократить длину трубы на 10—15%.

Сокращение длины «ночных» биноклей. «Ночные» бинокли отличаются от «дневных» величиной выходного зрачка: его диаметр доходит до 7—8 мм, т. е. до диаметра входного зрачка глаза, адаптированного к полной темноте. Это обеспечивает хорошую яркость изображения, которая отличается от яркости объектов только из-за коэффициента пропускания бинокля. Кроме того, большая величина зрачка позволяет даже при низких уровнях освещенности не терять наблюдаемый объект из виду, если последний движется быстро.

Сумеречное и ночное зрение осуществляют палочки, разрешающая способность которых в 5—10 раз меньше, чем у колбочек, составляющих светочувствительный аппарат дневного зрения. Эта особенность может быть использована следующим образом. Качество изображения, образуемого частью пучков, проходящих через центр выходного зрачка, в диаметре 1,5—2 мм должно быть таким, как в обычных биноклях, т. е. обеспечить разрешение углов порядка $\frac{1-2'}{10-20'}$ в центре поля при постепенном ухудшении разрешения до $\frac{0,5-1'}{10-20'}$ на краю поля. Для остальной части зрачка, работающей при сумеречных и ночных условиях, можно допустить увеличение разрешаемых углов до $\frac{5-10'}{10-20'}$ в центре поля и до $\frac{0,5-1'}{10-20'}$ на краю. Это позволяет допустить довольно значительное увеличение аберраций, а следовательно, увеличение относительного отверстия в 1,3—1,5 раза, что настолько же сокращает длину труб бинокля.

Дальнейшие перспективы развития биноклей. Как было отмечено выше, стандарты на основные характеристики биноклей установились еще в начале нашего столетия. Они разрабатывались главным образом на основании специфических требований военных, что приводило к большим габаритам и массам, совершенно не оправданным в обычных условиях применения биноклей туристами, путешественниками, любителями театральных, спортивных и других зрелищ.

Увеличение — основное свойство бинокля, и к нему в первую очередь привлечено внимание потребителя, который, естественно,

стремится к большим его значениям. Оптические фирмы идут потребителю навстречу, предлагая бинокли с увеличением до $15\times$. Легко показать, что увеличение в основном определяет габариты и массу бинокля.

Фокусное расстояние окуляров большинства биноклей оказывается величиной достаточно устойчивой — около 15 мм, что вытекает из условия минимально допустимого расстояния от окуляра до глазного зрачка — 10—12 мм. Отсюда следует, что фокусное расстояние объектива равно 15 γ мм. Длина трубы растет пропорционально увеличению и даже несколько быстрее, так как укорочение, вызванное системой оборачивающих призм, относительно больше в трубах малого увеличения. А между тем количество деталей, различаемых биноклем, растет медленнее, чем увеличение, вследствие растущей амплитуды колебаний изображений, вызванных неустойчивым положением бинокля в руках наблюдателя. Чем бинокль тяжелее, тем устойчивость меньше. Практика показывает, что оптимальное увеличение лежит в пределах 6—8×.

Диаметр выходного зрачка большинства биноклей, равный 4—5 мм, отвечает главным образом требованиям военных организаций. Для широкого потребителя вполне достаточен диаметр 2,5—3 мм. Действительно, для обеспечения достаточной разрешающей способности, соответствующей одной угловой минуте, требуется диаметр, равный 2,0 γ мм, так как диаметр глазного зрачка равен 2 мм. При зрачке 3 мм обеспечивается максимальная яркость даже в неблагоприятных условиях освещенности и лишь в глубоких сумерках и в полной темноте происходит падение яркости в 4—5 раз, которое, впрочем, по сравнению с тем, что дает специальный ночной бинокль, мало ощущается. Зато уменьшение диаметра выходного зрачка до 3 мм позволяет использовать более короткофокусные объективы и окуляры, а также оборачивающие призмы меньших размеров. Единственное затруднение заключается в том, что у окуляра конструкция несколько усложняется, так как отношение расстояния от окуляра до глазного зрачка к фокусному расстоянию увеличивается. Двухкомпонентный окуляр Кельнера следует заменить трехкомпонентным окуляром, например типа Эрфле.

Рассмотрим в качестве примера бинокль 8× с диаметром выходного зрачка 3 мм. Диаметр объектива 24 мм, фокусное расстояние 96 мм, так как относительное отверстие объективов биноклей всегда близко к 1 : 4. Фокусное расстояние окуляра 12 мм вместо обычно принятого 15 мм; по своим размерам такой бинокль будет близок к обычному призмённому театральному биноклю 4×. Малые размеры и вес обеспечивают при правильном оформлении корпуса устойчивое положение в руках и полное использование увеличения 8×. Примером таких миниатюрных биноклей может служить также бинокль «Телнта», выпускаемый фирмой «Цейсс» до войны. При увеличении 6× диаметр его зрачка составляет 3 мм, масса его не превышает 200 г; благодаря малым

размерам и плоской конструкции такой бинокль с футляром свободно входит в карман брюк.

Миниатюризацию биноклей можно осуществлять до определенных пределов: с одной стороны, волновая природа света ограничивает снизу диаметры входного зрачка, определяющие разрешающую способность биноклей; с другой стороны, законы геометрической оптики обуславливают ограничение в длине, не позволяющее (без значительных усложнений, не допустимых в серийном производстве) получать необходимое качество изображений при больших относительных отверстиях.

Улучшение качества изображений в центре и на краю поля. При больших увеличениях в биноклях довольно сильно сказывается влияние вторичного спектра, поэтому его исправление желательное. Б. Л. Нефедовым [2] предложена конструкция бинокля $15\times$ с апохроматическим объективом из флюорита и крона K14 с углом поля зрения 5° . С другой стороны, как правило, качество изображений, даваемых биноклями, хорошо только в центре поля зрения; на краю вследствие астигматизма и других аберраций оно становится настолько низким, что наименьший разрешаемый угол в пространстве предметов больше, чем у невооруженного глаза. С этим наблюдатель мирится лишь потому, что изображение интересующего его объекта он движением рук приводит к центру поля. Однако, если бинокль обладает большим увеличением и прикреплен к штативу, что необходимо для достижения максимальной резкости, то подвижность его ограничена и наблюдатель должен иметь возможность сразу обозреть большое резкое поле. Описанные в этой главе широкоугольные окуляры обладают хорошим качеством изображения на большом протяжении поля и вполне пригодны для этой цели. Однако они сложны и в настоящее время не могут быть запущены в серийное производство. Следует продолжать работы по упрощению этого типа окуляра.

Зеркально-линзовые бинокли

Бинокли большого увеличения ($20-50\times$) с линзовыми объективами громоздки и тяжелы. Замена их зеркально-линзовыми системами типа Кассегрена дает значительную выгоду в отношении габаритов и массы, так как при тех же фокусном расстоянии и относительном отверстии можно рассчитать зеркально-линзовый объектив, длина которого в два и более раз короче линзового, при таком же качестве изображения. Один из этих объективов был рассчитан таким образом, что его можно поставить на место линзового объектива перед корпусом бинокля $8\times$ с его системой обобщающих призм и окуляром. При незначительном увеличении длины увеличения трубы бинокля доведено до $36\times$ при диаметре входного зрачка 72 мм и выходного — 2 мм.

Таким образом, можно считать зеркально-линзовые бинокли перспективными, но требуется еще большая работа для преодоле-

ния или хотя бы уменьшения некоторых недостатков этого вида биноклей; к ним относятся повышенная чувствительность к толчкам, вибрациям, температуре, наличие нерабочей центральной части зрачка и дополнительного (по сравнению с линзовыми биноклями) рассеянного света. С другой стороны, преимуществом зеркально-линзовых систем является то, что помимо значительного сокращения размеров, они обладают в центре поля лучшим качеством изображения благодаря отсутствию вторичного спектра и других хроматических аберраций.

Трубы малого увеличения (широкоугольные)

Некоторые затруднения вызывает расчет труб малых увеличений с широкоугольными окулярами, так как обычные объективы, описанные в гл. I, непригодны из-за большого астигматизма; кривизна поля у них также значительна, вследствие малого фокусного расстояния объектива. Применение обычных фотообъективов типа «универсальных» вроде индустара и триплета нерационально; их сферическая аберрация при одинаковом фокусном расстоянии и относительном отверстии в несколько раз больше, чем у обычных объективов.

Некоторые слабые телеобъективы (т. е. объективы с небольшой величиной телеувеличения), в том числе «Таиры», обладают достаточно хорошим качеством изображения, но наличие отрицательного компонента может оказать неблагоприятное влияние на положение выходного зрачка окуляра, удаляя последний. Могут оказаться полезными объективы типа «Юпитер» или «Гелиос» при условии уменьшения их относительного отверстия на 20—30%.

Иногда в качестве объективов применяют перевернутые окуляры; однако выбор пригодных окуляров ограничен, так как они должны быть исправлены в отношении сферической и хроматической аберраций и хотя бы частично в отношении кривизны. Такие окуляры сложны, и наличие отрицательных линз у общей фокальной плоскости создает конструктивные трудности.

В зависимости от условий поставленной задачи следует выбирать то или иное из предложенных выше решений.

Сложные телескопические системы

В старинных морских зрительных трубах обрачивание изображений производилось линзовой системой, составляющей иногда одно целое с окуляром. Исчезли морские трубы, но линзовые обрачивающие системы остались и стали применяться в различных оптических приборах, преимущественно типа перископов, инструментов для осмотра внутренних органов, внутренних стенок труб и т. д., отличающихся большой длиной при малом поперечном диаметре. В этих приборах обрачивающие системы линз

служат для переноса изображений из одного звена прибора в следующее и так далее до желательного расстояния. При этом толщина трубки не меняется.

Схема такой оборачивающей системы представлена на рис. II.35. Она состоит из двух компонентов O_2 и O_3 , расставленных на некотором расстоянии d друг от друга, и двух коллиматорных линз K_1 , K_2 , назначение которых — направлять ход главных лучей таким образом, чтобы они проходили посередине между компонентами O_2 и O_3 .

Телескопическая система перископа и других перечисленных приборов может содержать одну, три и больше оборачивающих систем, действие которых складывается с действием объектива

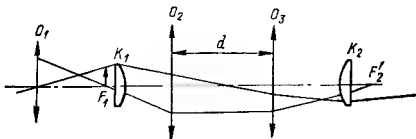


Рис. II.35

и окуляра, а иногда еще и других дополнительных элементов, например в морских перископах.

Методика расчета рассматриваемой системы существенно отличается от той, которая обычно применяется при расчете сложных фотографических объективов. В последнем случае совокупность компонентов рассматривается как одно целое и отыскивается такая система, которая обладала бы наилучшим качеством изображения среди всех остальных.

— Сложная телескопическая система, состоящая из отдельных элементов, каждый из которых образует самостоятельную систему, имеющую свою плоскость предметов, свою действительную плоскость изображений, представляет собой замкнутую систему и подлелжит другой методике расчета. Каждый самостоятельный элемент рассчитывается независимо от остальных исходя из условия наилучшего возможного исправления его аберраций.

Легко показать рациональность этого приема на примере расчета оборачивающей системы из двух объективов. Как известно из расчета двухлинзовых склеенных (а также несклеенных) объективов, изменение ΔS_1 и ΔS_{1chr} (первой суммы Зейделя и первой хроматической аберрации) на одну и ту же величину, но в разные стороны от нуля вызывает различные значения изменения аберрации высших порядков; изменение в сторону перенесправления — большее, в сторону недоисправления — меньшее. Поэтому наилучшее исправление комбинации из двух объективов получается в том случае, когда каждый объектив исправлен наилучшим обра-

зом. То же правило распространяется на совокупность двух, трех и больше оборачивающих систем.

Может оказаться, что в рассчитываемой оптической системе находится одна или несколько телескопических систем, например, системы Галилея, работающие в двух режимах — увеличения и уменьшения, что позволяет получить два разных значения увеличения. И в этом случае рекомендуется каждую телескопическую составляющую исправлять наилучшим образом, хотя здесь возможны исключения: необходим тщательный анализ аберрационных свойств всех отдельных компонентов.

К сложным телескопическим системам относятся и панкратические трубы, у которых один из элементов, чаще всего оборачивающая система, является панкратическим. При этом передвигаются оба объектива системы, а изображение стоит на месте перед окуляром.

Панкратические системы будут подробно рассмотрены в гл. III. Существенный недостаток панкратических труб, особенно при больших перепадах увеличения, состоит в значительных изменениях положения входного зрачка окуляра, и необходимо принимать специальные меры (удачный выбор панкратической схемы), чтобы свести эти изменения к допустимой величине. В упомянутой главе будет показано, что замена двухкомпонентной панкратической схемы трехкомпонентной позволяет добиться строгого постоянства положения выходного зрачка.

Список литературы

1. Гальперн Д. Ю. Применение дифференциальных законов геометрической оптики к расчету оптических систем.— ОМП, 1946, № 5—6, с. 16—21.
2. Нефедов Б. Л. О возможности создания апохроматической оптической системы бинокля большого увеличения.— «Труды ГОИ», 1970, т. XXXVII, вып. 167, с. 213—223.
3. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. Л., «Машиностроение», 1969, 670 с.
4. Тудоровский А. И. Влияние ошибок изготовления отражательных призм на ход лучей в них.— ЖТФ, 1934, т. IV, вып. 4, с. 719—747.
5. Sonnefeld A. «Deutsche Opt. Wochenschrift», 1949, Bd. 66.
6. Slevogt H. «Optik», 1946, Bd. I.
7. Wandersleb E. «Zeitschrift f. Instrumentenkunde», 1944, Bd. 64.

ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ И ПРОЕКЦИОННЫЕ ОБЪЕКТИВЫ

1. ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ОБЪЕКТИВОВ

За последние десятилетия произошло значительное расширение областей применения оптических систем, ранее известных под названием фотографических объективов. Появились новые приемники лучистой энергии, действующие в различных спектральных областях — от ультрафиолетовой до далекой инфракрасной; если раньше применялись почти исключительно плоские приемники (в виде плоских светочувствительных пластинок и пленок), то в настоящее время приемники иногда обладают значительной кривизной (катод ЭОПов). За это же время весьма заметно увеличилось количество новых типов или схем объективов, что объясняется не столько стремлением к повышению качества изображения, даваемого этими объективами, или к упрощению конструкции, сколько желанием обойти патенты конкурирующих фирм. Патентная политика многих стран приводит не к концентрации усилий, направленных на получение простых и хороших систем, а к рассеиванию этих усилий по малоперспективным направлениям. Если 30 лет тому назад была возможна четкая классификация объективов с разделением на 8–10 резко отличающихся друг от друга схем, то в настоящее время обилие промежуточных комбинаций делает такую классификацию мало надежной.

Хотя термин «фотографический» теперь лишь отчасти определяет назначение рассматриваемых здесь объективов, он стал общепринятым и в дальнейшем будем придерживаться его, тем более что расширение функций этих объективов не меняет методики их расчета.

Основное отличие фотографических объективов от объективов зрительных труб заключается в том, что первые должны создавать хорошее изображение по всей площади приемника, как бы велика она ни была, в то время как от зрительных труб в большинстве случаев требуется образование хороших изображений лишь в центральной части поля: зрительную трубу всегда можно повернуть в направлении рассматриваемого предмета. Отсюда вытекает необходимость при расчете фотографических объективов более тщательного исправления аберраций по всему полю. В некоторых особо ответственных объективах, служащих для изме-

рительных или разведывательных целей, качество изображения должно быть практически идеальным, т. е. кружок рассеяния, вызываемый aberrациями объектива, должен быть не больше, чем дифракционный кружок, образуемый идеальной системой с таким же относительным отверстием. Число условий, которым должны удовлетворять конструктивные элементы фотографического объектива для получения исправленного от aberrаций изображения, больше, чем у объектива зрительной трубы; отсюда следует, как правило, более сложная конструкция фотографического объектива. Следует иметь в виду, что возникшая в последнее время потребность в создании телескопических систем с большим полем зрения и хорошим качеством изображения сделала целесообразным в этих системах применение фотографических объективов.

При выборе типа объектива, отвечающего заданным требованиям, больше, чем в каких-либо других оптических системах, имеют значение опыт и знание свойств различных систем; часто почти интуитивно удается определить область значений конструктивных параметров, в которой можно получить решение задачи. Одни и те же результаты, т. е. одинаковые относительное отверстие и поле зрения при том же качестве изображения, можно получить не только самыми разнообразными комбинациями стекол одного и того же типа, но и комбинациями стекол совершенно разных типов. Примером могут служить объективы универсального типа, наиболее разработанные и имеющие наибольшее распространение. Если остановиться только на первоклассных объективах, дающих полную резкость на всей пластине при поле зрения 55° со светосилой $1:6-1:6,5$, то встретятся такие разнородные конструкции, как двойные симметричные анастигматы типа «Дагор» Герца, «Коллинеар», триплеты Тейлора—Кука, «Тессары» Рудольфа—Цейсса, аристостигматы Рудольфа—Мейера, «Целоры» Герца, «Гелиары» Фохтлендера и многие другие. В области очень светосильных объективов встречается еще больше различных схем, большинство которых приводит приблизительно к одним и тем же результатам как в отношении поля и светосилы, так и в отношении качества изображения, в общем довольно низкого.

Из сказанного вытекает, что одна и та же задача имеет много решений; опыт показывает также, что достаточно выбрать одну марку стекла неудачно, чтобы решение оказалось невозможным. При таких условиях изобретение нового типа объектива, удовлетворяющего каким-то особым новым требованиям, представляет собой весьма сложную и трудную задачу, для решения которой необходимы: большой конструкторский и вычислительный опыт, глубокое знание всех современных типов объективов в их различных вариантах, умение сочетать и комбинировать известные свойства существующих оптических систем и, наконец, известная доля интуиции, позволяющая предвидеть заранее, какая из возможных комбинаций окажется наилучшей.

В первой четверти нашего столетия по примеру Рора [30] качество изображения, даваемого фотографическим объективом, оценивали по кривым продольной сферической аберрации и отступления от отношения синусов как функций от высоты падения луча на плоскость входного зрачка объектива и по кривым абсцисс фокусов бесконечно тонких меридионального и сагиттального пучков; кривые продольной сферической аберрации чертили обычно для трех длин волн — основной D ($\lambda = 589,3$ нм), C ($\lambda = 656,1$ нм) и F ($\lambda = 486,1$ нм). Иногда проводились кривые дисторсии как функции от угла поля зрения ω_1 и хроматической разности увеличений. Эта совокупность кривых, несмотря на свою неполноту, позволяла получить предварительную оценку качества изображения и во всяком случае сразу исключить негодные варианты.

Ниже при описании различных типов фотографических объективов, приведены графики кривых продольной сферической аберрации (сплошная кривая) и отступлений от закона синусов (штриховая кривая) как функций от высоты m_1 падения луча на плоскость входного зрачка, а также графики кривых положений фокусов бесконечно тонких сагиттальных (сплошная кривая) и меридиональных (штриховая кривая) пучков в зависимости от угла поля зрения ω_1 . В некоторых случаях на тех же графиках представляли еще хроматическая аберрация лучей G' и дисторсия в виде отдельных точек, обведенных квадратиками.

Во второй четверти этого столетия по почину оптиков-вычислителей советской школы стало общепринятым приводить подробные таблицы аберраций наклонных пучков как для меридионального, так и для экваториального сечений; в некоторых редких случаях определялись распределение освещенности в кружке рассеяния (без учета дифракции) и вытекающая отсюда разрешающая способность объектива. Однако при отсутствии ЭВМ количество этих определений ограничивалось громоздкостью вычислений.

С появлением ЭВМ в 50-х годах стало возможным получать подробную характеристику оптических систем. В [10, гл. X] описаны различные современные методы оценки качества изображения, образуемого оптическими системами, в том числе и методы вычисления частотно-контрастной характеристики (ЧКХ), которая в настоящее время сужит наиболее исчерпывающим критерием оценки качества изображения. Напомним, что ЧКХ является уточнением понятия разрешающей способности. В качестве объекта принимается мира с синусоидальным распределением светимости и единичным контрастом. Контраст изображения этой миры, образуемого объективом, оказывается функцией от частоты R (число штрихов на 1 мм в изображении) и от направления штрихов. Частотно-контрастной характеристикой называют зависимость контраста K от частоты R при заданных направлениях штрихов (обычно горизонтальное и вертикальное).

3. РАСЧЕТ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ОБЪЕКТИВОВ С МАЛОЙ СЯСОСИЛНОЮ И СРЕДНИМ УГЛОМ КОНИ ЗРЕНИЯ

В конце прошлого столетия большим распространением благодаря простоте и дешевизне пользовались апланаты, изготавливаемые фирмой «Штейнгель». Вскоре они были вытеснены более совершенными анастигматами — «Тессарами» фирмы «Цейсс», «Дагорами» фирмы «Герц», а в настоящее время ни одна крупная фирма апланаты не производит.

Теория расчета апланатов, однако, представляет значительный интерес с точки зрения применения в простейшем виде теории aberrаций 3-го порядка, позволяющей с большой точностью вычислять конструктивные элементы и получать исчерпывающие сведения о границах возможностей этих систем. Кроме того, в этих простейших системах наглядно выступают некоторые особенности конструкций, характерные не только для них, но распространяющиеся также и на сложные схемы более светосильных и широкоугольных объективов.

Бесконечно тонкая система линз и качество фотографического объектива

Расстояние от объектива до входного зрачка обозначим через x_1 . Число параметров, определяющих все aberrации 3-го порядка и хроматические aberrации бесконечно тонкого компонента, равно пяти: три основных параметра монохроматических лучей P , W и π , один параметр, определяющий хроматизм C , и один — положение входного зрачка x_1 . Известно, что параметр π практически постоянен и выпадает из числа переменных. Таким образом, в нашем распоряжении имеются четыре параметра: P , W , C и x_1 , меняя которые можно получить, по крайней мере теоретически, любые значения для четырех aberrаций; при этом, как мы знаем из теории однолинзовых и двухлинзовых компонентов, параметры P , W и C могут принимать любые значения только при условии возможности выбирать любые комбинации стекол. В простой линзе выпадают сразу два параметра: параметр C может принимать только отрицательные, довольно большие значения; кроме того, параметры W и P становятся зависимыми друг от друга.

Рассматривая более общий случай, мы должны остановиться на выборе тех четырех aberrаций, которые могут быть исправлены с помощью четырех переменных: P , W , C и x_1 . Имея в виду малое относительное отверстие объектива, можно допустить довольно большие значения коэффициента S_1 сферической aberrации. Действительно, продольная сферическая aberrация $\delta s'$ определяется известной формулой

$$\delta s' = -\frac{m_1^2}{2f'} S_1, \quad (\text{III.1})$$

где m_1 — высота пересечения луча с плоскостью входного зрачка и f' — фокусное расстояние объектива. Если ограничиться сравни-

тельно малыми значениями f' — порядка 100 мм, как это бывает в очень многих случаях, и принять относительное отверстие не более 1 : 10, когда $m_1 = \frac{f'}{20}$, то для $\delta s'$ получаем величину не более 1 : 8 S_I . При относительных отверстиях менее 1 : 10 можно допустить предельные aberrации до 1,5—2 мм, поэтому сумма S_I может иметь значений от 12 до 16.

Определим высший предел для S_{II} . Для поперечной комы [10, гл. II] имеем выражение

$$\delta g'_k = -\frac{3}{2} \frac{m_1^2}{f'} \operatorname{tg} \omega_1 S_{II}. \quad (\text{III.2})$$

Полагая, по-прежнему, что $m_1 = \frac{f'}{20}$, $f' = 100$, а $2\omega_1 = 40^\circ$ ($\operatorname{tg} \omega_1 = 0,36$), и допуская, что $\delta g'_k = 0,3$ мм на самом краю поля, получаем, что абсолютная величина S_{II} не должна быть больше 2—2,5.

Рассмотрим теперь члены, определяющие астигматизм и кривизну поля.

Расстояния по оси фокусов бесконечно тонкого меридионального и сагиттального пучков от фокальной плоскости можно определить формулами:

$$\left. \begin{aligned} \delta s'_m &= -\frac{f'}{2} \operatorname{tg}^2 \omega_1 (3S_{III} + S_{IV}); \\ \delta s'_s &= -\frac{f'}{2} \operatorname{tg}^2 \omega_1 (S_{III} + S_{IV}). \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.3})$$

Полагая, что $S_{IV} = \pi = 0,7$, $\omega_1 = 20^\circ$ и $f' \leq 100$, и допуская, что $\delta s'_m = 3$ мм и $\delta s'_s = 2$ мм, получаем, что значение S_{III} должно лежать между $-0,4$ и $-0,1$.

Наконец, дисторсия D , определяемая пятой суммой, большого значения не имеет и может быть допущена в пределах $\pm 3\%$, так как наличие такой дисторсии не может быть замечено глазом. Определим максимально возможные границы для S_V , исходя из формулы

$$\delta g'_D = -\frac{1}{2} f' \operatorname{tg}^3 \omega_1 S_V, \quad (\text{III.4})$$

или

$$D = \frac{100 \delta g'_D}{f'} = \frac{100 \delta g'_D}{-f' \operatorname{tg} \omega_1} = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \omega_1 S_V 100.$$

Полагая $D = \pm 3\%$, получаем для S_V пределы от $-0,45$ до $+0,45$.

В отношении хроматической aberrации не приходится искать пределов, так как она может быть исправлена без труда при сложном объективе; если же последний состоит из простой линзы, то влиять на ее хроматическую aberrацию невозможно.

Напишем выражение для сумм $S_I, \dots, S_V$ по формулам (III.7) из [10] в предположении, что система состоит из одного бесконечно тонкого компонента и что $\pi = 0,7$:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= P; S_{II} = yP + W; S_{III} = y^2P + 2yW + 1; \\ S_{IV} &= 0,7; S_V = y^3P + 3y^2W + 3,7y. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.5})$$

При этом $j = -1$; $\alpha'_p = 1$;

$$h_1 = 1; \alpha_1 = 0; y = \frac{x_1}{f}.$$

Найдем такие значения для P, W и y , при которых $S_I, \dots, S_V$ не выходят из указанных пределов. Заметим, что при $\alpha_1 = 0$ и $\alpha'_p = 1$ имеем $P = \bar{P}$; $W = \bar{W}$. Зна-

чение $y = \frac{x_1}{f}$ из конструктивных соображений нельзя брать очень большим. Желательно, чтобы оно не превышало 1:6 по абсолютному значению. Полагая y равным 1:6, пробуем несколько пар значений P и W ; результаты вычислений даны в табл. III.1.

Параметр P изменяется через пять единиц от нуля до 15 (предел $P = S_I < 16$), W — через две единицы от +2 до -6. Находим клетку, в которой все значения сумм укладываются в указанные выше пределы; эта клетка соответствует значениям $P = 10$ и $W = -4$; для сумм получаем: $S_I = 10$, $S_{II} = -2$, $S_{III} = -0,2$ и $S_V = -0,34$.

Останавливаясь на этих значениях сумм, переходим к определению типа и конструктивных элементов объектива. Если брать двухлинзовый склеенный объектив, то для него нужно определить $P_{\min}$ по формуле (III.37) из [10]:

$$P_{\min} = P - 0,85 (W - 0,15)^2. \quad (\text{III.6})$$

Полагая, что $P = 10$ и $W = -4$, получаем для $P_{\min}$ значение -4,6. Такое большое, отрицательное значение $P_{\min}$ приводит к очень

Таблица III.1

Зависимость $S_I, S_{II}, S_{III}, S_V$ от параметров P, W

w	p	S_I	S_{II}	S_{III}	S_V
-6	0	0	-6	-1,4	0,02
	5	5	-5	-1,2	0,06
	10	10	-4	-1	0,1
	15	15	-3	-0,8	0,14
-4	0	0	-4	-0,6	0,26
	5	5	-3	-0,4	0,3
	10	10	-2	-0,2	0,34
	15	15	-1	0	0,38
-2	0	0	-2	0,2	0,5
	5	5	-1	0,4	0,54
	10	10	0	0,6	0,58
	15	15	1	0,8	0,62
0	0	0	0	1	0,74
	5	5	1	1,2	0,78
	10	10	2	1,4	0,82
	15	15	3	1,6	0,86
2	0	0	2	1,8	0,98
	5	5	3	2	1,02
	10	10	4	2,2	1,06
	15	15	5	2,4	1,1

малым радиусам кривизны объектива и, следовательно, к дорогостоящему изготовлению. Для увеличения радиусов кривизны необходимо увеличить положительное значение P при том же значении W . Хотя при этом S_{III} приближается к нулю и несколько отличается от значений $S_{III} = -(0,4 \div 0,1)$, рационально остановиться на комбинации: $P = 15$ и $W = -4$, при этом $P_{min} = +0,4$ и можно получить систему с достаточно малыми кривизнами поверхностей.

Пользуясь табл. 1,5 и 1,6 при $P_{min} = +0,4$ в области значений C , близких нулю, находим пару стекол БК8Ф4, которая при $C = -0,0010$ дает $P_{min} = +0,4$. При таком значении параметра C объектив обладает небольшой отрицательной хроматической aberrацией. Принимая во внимание, что фотографический объектив всегда несколько недоисправлен в спектральной области от C до F , для которой вычисляется значение параметра C , и что, с другой стороны, при малом относительном отверстии объектива небольшая хроматическая aberrация не имеет значения, можно остановиться на упомянутой паре стекол.

Дальнейшие вычисления опускаются, так как несколько примеров таких расчетов даны в гл. I. В предложенном решении входной зрачок и действующая диафрагма находятся сзади объектива. Существует еще другое решение задачи при положении диафрагмы впереди объектива. Читателю предлагается найти это второе решение и выяснить его связь с первым. Изучение влияния положения входного зрачка на суммы Зейделя показывает, что его изменение в небольших границах, порядка 1–2% фокусного расстояния, не оказывает особо большого влияния на конструктивные элементы системы.

Частный случай, когда объектив состоит из одной линзы, приводит к простому решению. Величины P и W связаны соотношением

$$P : P_{min} + 0,85 (W - 0,15)^2. \quad (III.6^*)$$

Хотя P_{min} зависит от показателя стекла, но практически его можно считать постоянным и равным двум для марок стекла, называемых боросиликатными кронами, которые следует применять для изготовления линз, чтобы получить наименьшую возможную хроматическую aberrацию. С другой стороны, как показали рассуждения о пределах сумм, наибольшей точности требует сумма S_{III} для астигматизма. Можно просто принять, что $S_{III} = 0$, и определить P и W из этого условия; тогда будем иметь

$$S_{III} = 0 = y^2 P + 2yW + 1. \quad (III.7)$$

Полагаем, по-прежнему, что $y = 0,2$; заменяя P его выражением (III.6 *) через W , находим

$$\frac{2 + 0,85 (W - 0,15)^2}{25} + 0,4W + 1 = 0,$$

или

$$0,034W^2 + 0,39W + 1,08 = 0.$$

Решая последнее уравнение, получаем для W два значения: $-4,6$ и $-6,9$. Соответствующие значения для P : $21,1$ и 44 . Отбрасывая второе, как не удовлетворяющее условию $S_I < 16$, мы вынуждены остановиться на первом, хотя и оно несколько выходит из допустимых границ. Определяем значения всех сумм:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= 21,1; S_{II} = 0,2; S_{III} = 0; \\ S_{IV} &= \frac{1}{n} = 0,66; \\ S_V &= -\frac{1}{125} 21,1 - \frac{3}{25} 4,6 + \frac{3,7}{5} = 0,35. \end{aligned} \right\}$$

Все суммы, за исключением первой, оказываются приемлемыми. Система обладает хроматической абберацией порядка $1/50$ фокусного расстояния между лучами зелеными и фиолетовыми, и при установке матового стекла на фокус это обстоятельство должно быть принято во внимание. В отношении остальных аббераций простая линза в качестве объектива сравнима с системой из двух склеенных линз, и только сферическая абберация несколько больше; хроматические абберации несколько уменьшают резкость изображения.

Определим радиусы кривизны мениска для стекла К8 с показателем $n_D = 1,5163$.

Чтобы по заданной величине W найти величину α_2 , применим вторую из формул (III.33) из [10], т. е.

$$W = \frac{n}{n-1} \left(1 - \frac{n+1}{n} \alpha_2 \right) = 2,94 - 4,88\alpha_2.$$

Если $W = -4,6$, то $\alpha_2 = \frac{2,94 + 4,60}{4,88} = 1,54$.

По формулам (I.8) из [10]:

$$r_1 = 100 \frac{n-1}{\alpha_2 n}; \quad r_2 = 100 \frac{1-n}{1-\alpha_2 n}$$

радиусы кривизны мениска при фокусном расстоянии 100 мм составляют: $r_1 = 22$ мм; $r_2 = 38,5$ мм.

Перейдем к определению положения диафрагмы. Пусть s_1 — расстояние от диафрагмы до линзы. Так как входной зрачок находится на расстоянии от линзы $x_1 = yf'$, а $y = 0,2$, то

$$x_1 = \frac{100}{5} = 20 \text{ мм.}$$

Из уравнения

$$\frac{1}{20} - \frac{1}{s_1} = \frac{1}{100}$$

получим расстояние s_1 :

$$s_1 = \frac{20 \cdot 100}{80} = 25 \text{ мм.}$$

Линза, элементы которой соответствуют приведенному расчету, вместе с действующей диафрагмой представлена схематически на рис. III.1; это — мениск, конструктивные элементы которого совпадают с таковыми у мениска, применяемого в качестве астигматической очковой линзы с рефракцией в 10 дптр; такие очковые астигматические линзы распространены в ГДР под названием «Punktalgläser» или «Largon-gläser».

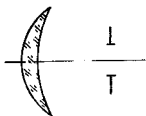


Рис. III.1

Опыт показывает, что такие мениски, примененные в качестве фотографического объектива, с несколько увеличенным относительным отверстием (до 1:6—1:5) дают «мягкое» изображение, вполне приемлемое для портретной съемки; «мягкость» является следствием хроматической и сферической аберраций.

Симметричные объективы

Общие сведения. Объективы, состоящие из двух одинаковых половинок, расположенных симметрично относительно плоскости диафрагмы, и работающие с увеличением — 1, т. е. при параллельном ходе первого параксиального луча между половинками, обладают следующими легко выводимыми из теории аберраций 3-го порядка свойствами: сферическая и хроматическая аберрации, астигматизм и кривизна объектива являются кратными тех же аберраций второй половины при бесконечно удаленной (для нее) плоскости предмета; кома, дисторсия и хроматическая аберрация увеличений всего объектива полностью исправлены.

Теория симметричного объектива при бесконечно удаленной плоскости предмета гораздо сложнее и не может быть изложена здесь полностью [3]. Укажем только, что некоторые свойства симметричных объективов, имеющие место при увеличении —1, приближенно сохраняются и при бесконечно удаленной плоскости предмета. В частности, кома, дисторсия и хроматическая разность увеличений такого симметричного объектива достаточно малы; сферическая, хроматическая аберрация, астигматизм и кривизна всего объектива тесно связаны с одиоименными аберрациями второй половины при бесконечно удаленном предмете и при изменениях конструктивных элементов меняются параллельно с аберрациями этой половины. Все перечисленные свойства облегчают расчет и изучение симметричных систем. Симметричные системы обладают еще тем ценным свойством, что объектив может быть использован и без первой половины, причем фокусное расстояние одной половины приблизительно в два раза больше, чем у целого объектива, а светосила (относительное отверстие) падает в два-три раза. Кроме того, объектив из одной половины симметричного объектива часто необходимо более или менее диафрагмировать, так как при наилучшем исправлении всего объектива в целом аберрации второй половины могут достигать заметных величин.

Расчет симметричного объектива из двух бесконечно тонких компонентов. Пусть φ — относительная оптическая сила каждого компонента; d — расстояние между компонентами при фокусном расстоянии, равном единице; α и β — углы пересечения первого и второго вспомогательных лучей с осью после преломления через первый компонент; h_1 и h_2 — высоты пересечения первого вспомогательного луча с первым и вторым компонентами; y_1 и y_2 — то же для второго вспомогательного луча; действующая диафрагма находится посередине между линзами.

Уравнение масштаба дает

$$2\varphi - d\varphi^2 = 1, \text{ или } \varphi(2 - d\varphi) = 1. \quad (\text{III.8})$$

Приняв, что $\beta_1 = 1$, для угла β находим

$$\beta = 1 + y_1\varphi;$$

вследствие симметричности системы

$$y_1 = -y_2 = \frac{d}{2}\beta = \frac{d}{2}(1 + y_1\varphi),$$

откуда

$$y_1 = \frac{d}{2 - d\varphi}.$$

Из уравнения масштаба имеем $2 - d\varphi = \frac{1}{\varphi}$, и, следовательно,

$$y_1 = d\varphi.$$

Далее имеем

$$h_2 = h_1 - d\alpha.$$

Величина h_1 условно принимается равной единице. Кроме того, из уравнения (III.8) определяем

$$d = \frac{2\varphi - 1}{\varphi^2}.$$

Следовательно,

$$h_2 = 1 - \frac{2\varphi - 1}{\varphi^2} \alpha.$$

Так как $\varphi = \alpha$, то

$$h_2 = 1 - \frac{2\varphi - 1}{\varphi} = \frac{1 - \varphi}{\varphi}. \quad (\text{III.9})$$

Все величины, входящие в выражения сумм в качестве коэффициентов, можно выразить через α . Получаем ряд формул:

$$\left. \begin{aligned} h_1 &= 1; \\ d &= \frac{2\alpha - 1}{\alpha^2}; \quad h_2 = \frac{1 - \alpha}{\alpha}; \\ y_1 &= d\alpha; \quad y_2 = -d\alpha. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.10})$$

Величина h_2 может быть написана также и в таком виде:

$$h_2 = 1 - d\alpha = 1 - y_1.$$

Выразим величины P_2 и W_2 через основные параметры первого компонента P , W и π . Так как второй компонент симметричен первому, то его основные параметры P_2 , W_2 и π_2 на основании формул (III.29) из [10] могут быть выражены через основные параметры первого компонента следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} P_2 &= P - 4W + 4 + 2\pi; \\ W_2 &= -W + 2 + \pi; \\ \pi_2 &= \pi. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.11})$$

Полагая для краткости $2 + \pi = c$ (около 2,70), имеем для P_2 и W_2 :

$$P_2 = P - 4W + 2c; \quad W_2 = -W + c.$$

Величины P_1 , W_1 , P_2 и W_2 выражаются через P , W и π с помощью уже многократно применявшихся формул (III.25) из [10] следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= \alpha^3 P; \\ P_2 &= (1 - \alpha)^3 P + 4\alpha(1 - \alpha)^2 W + \alpha(1 - \alpha)(2c\alpha - 1); \\ W_1 &= \alpha^2 W; \\ W_2 &= (1 - \alpha)^2 W + \alpha(1 - \alpha)c. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.12})$$

Как и раньше, $c = 2 + \pi$.

Подставляя в формулы (III.12) вместо P_2 и W_2 их выражения, получаем:

$$\left. \begin{aligned} P_2 &= (1 - \alpha)^3 (P - 4W + 2c) + \\ &+ 4\alpha(1 - \alpha)^2 (c - W) + \alpha(1 - \alpha)(2c\alpha - 1); \\ W_2 &= (1 - \alpha)^2 (c - W) + \alpha(1 - \alpha)c. \end{aligned} \right\}$$

После упрощения находим:

$$\left. \begin{aligned} P_2 &= (1 - \alpha)^3 P - 4(1 - \alpha)^2 W + (1 - \alpha)(2c - \alpha); \\ W_2 &= -(1 - \alpha)^2 W + (1 - \alpha)c. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.13})$$

С помощью формул (III.10) и (III.13) можно составить выражения всех сумм $S_1, \dots, S_V$, а также и хроматических сумм S_{Ichr} и S_{IIchr} . Вследствие сложности формул мы не приводим их; из формул (III.7), (III.25) [10] ясно, что все пять сумм $S_1, \dots, S_V$ и хроматические суммы S_{Ichr} и S_{IIchr} будут зависеть только от трех основных параметров P , W и C и от переменной α .

Хотя число неизвестных не больше, чем у однолизового объектива, симметричность конструкции позволяет получить гораздо лучшую коррекцию, чем в случае простых объективов.

К наиболее простым симметричным объективам относятся «перископы» Штейнгейля и апланаты.

Рассмотрим подробнее расчет апланата по общему методу, не задавая наперед марки стекол, но фиксируя заранее расстояние между компонентами.

Задаем $\alpha = 0,54$. По формулам (III.10) получаем: $d = 0,274$; $y_1 = 0,148$; $h_2 = 0,852$; из формулы (III.8) следует, что $\varphi = 0,54$.

Из формул (III.12) имеем:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= 0,158P; & W_1 &= 0,292W; \\ P_2 &= 0,097P - 0,846W + 2,24; \\ W_2 &= -0,212W + 1,24. \end{aligned} \right\}$$

По формулам (II.7) из [10] находим выражения $S_I, \dots, S_V$:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= 0,158P + 0,852(0,097P - 0,846W + 2,24) = \\ &= 0,240P - 0,722W + 1,91; \\ S_{II} &= 0,148(0,158P - 0,097P + 0,846W - 2,24) + \\ &+ 0,292W + (-0,212W + 1,24) = \\ &= 0,009P + 0,205W + 0,909; \\ S_{III} &= 0,022 \left(0,158P + \frac{0,097P - 0,846W + 2,24}{0,852} \right) + \\ &+ 0,296 \left(0,292W - \frac{1,24 - 0,219W}{0,852} \right) + 1,08 = \\ &= 0,006P + 0,138W + 0,706; \\ S_{IV} &= 1,08 \cdot 0,70 = 0,76. \end{aligned} \right\}$$

Опуская все промежуточные вычисления, для пятой суммы S_V приводим результат:

$$S_V = 0,004W + 0,05.$$

Окончательно имеем для всех сумм:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= 0,240P - 0,722W + 1,91; \\ S_{II} &= 0,009P + 0,205W + 0,909; \\ S_{III} &= 0,006P + 0,138W + 0,706; \\ S_{IV} &= 0,76; \\ S_V &= 0,004W + 0,05. \end{aligned} \right\}$$

Обращают внимание в этих суммах весьма малые коэффициенты при P и W , в особенности для S_{II} , S_{III} и S_V , по сравнению с тем, что было получено для объектива из одного компонента. Для различных комбинаций параметров P и W вычисляем S_I , S_{II} , S_{III} , S_V (табл. III.2). Из таблицы видно, что наиболее благоприятная область для этих параметров $W = -5,5$, $P = -10$. При такой комбинации получаем следующие значения сумм: $S_I = 3,5$; $S_{II} = -0,31$; $S_{III} = -0,11$; $S_{IV} = 0,76$; $S_V = 0,03$.

Таблица III.2

Зависимость S_I , S_{II} , S_{III} , S_V от параметров P , W

W	P	S_I	S_{II}	S_{III}	S_V
-5	-8	3,60	-0,19	-0,03	0,031
	-10	3,12	-0,21	-0,04	0,031
	-12	2,64	-0,22	-0,06	0,031
	-14	2,16	-0,24	-0,07	0,031
-5,5	-8	3,97	-0,29	-0,10	0,029
	-10	3,48	-0,31	-0,11	0,029
	-12	3,00	-0,33	-0,12	0,029
	-14	2,52	-0,35	-0,13	0,029
-6	-8	4,34	-0,39	-0,17	0,027
	-10	3,84	-0,41	-0,18	0,027
	-12	3,36	-0,43	-0,20	0,027
	-14	2,88	-0,45	-0,22	0,027

Наиболее простой комбинацией, дающей желаемые значения основных параметров P и W , является двухлинзовая склеенная система.

Вычисляем величину P_{min} , определяющую выбор марок стекол:

$$P_{min} = -10 - 0,85 (5,65)^2 = -37.$$

Полученное значение настолько большое, что пользоваться табл. I.5 и I.6 для подбора стекол невозможно. Чтобы все-таки найти подходящие марки стекол, была составлена дополнительная таблица (табл. III.3) следующим образом. При постоянном значении показателя флинта $n_d = 1,62$ для двух значений крона $n_3 = 1,58$ и $n_3 = 1,59$ были вычислены величины P_{min} и Q_0 в за-

в зависимости от φ_2 для значений этой переменной в промежутке от 4 до 7,5; φ_2 — оптическая сила второй кривизны линзы с показателем n_3 ; φ_1 — то же для флинтсовой линзы с показателем n_2 , причем сумма $\varphi_1 + \varphi_2$ принята равной единице.

Значение $P_{\min} = -37$ для комбинации $n_2 = 1,62$, $n_3 = 1,59$ получается при $\varphi_2 = 7$; для комбинации $n_2 = 1,62$; $n_3 = 1,58$ — при $\varphi_2 = 6,4$. При увеличении разности показателей n_2 и n_3 уменьшается величина φ_2 , а следовательно, и кривизна склеенных поверхностей. В апланатах Штейнгейля $n_3 - n_2 = 0,03$ и $\varphi_2 \approx 7$. По величине φ_2 можно

определить то отношение $\frac{v_3}{v_2}$, которым должна обладать пара стекол апланата. При исправлении хроматических аберраций $C = 0$; в этом случае из формул книги [10, стр. 237] вытекает:

$$\varphi_2 = \frac{v_3}{v_3 - v_2} = \frac{\frac{v_3}{v_2}}{\frac{v_3}{v_2} - 1}$$

$$\text{и } \frac{v_3}{v_2} = \frac{\varphi_2}{\varphi_2 - 1}.$$

При $\varphi_2 = 7$ получаем $\frac{v_3}{v_2} = 1,167$. Нужно подобрать две такие марки оптических стекол, чтобы разность показателей их была близка к 0,03 и отношение коэффициентов Аббе для лучей C и F составляло 1,17; в апланате Штейнгейля марки стекол имеют следующие оптические постоянные:

$n_{2D} = 1,6163$; $v_2 = 36,6$; $n_{3D} = 1,5788$; $v_3 = 42,2$.

Разность $n_2 - n_3$ равна 0,037, $\frac{v_3}{v_2}$ составляет 1,15, что с достаточной точностью совпадает с вышеприведенными числами. Определим приблизительно радиусы кривизны апланата, для которого $W = -5,5$, $P = -10$, $P_{\min} = -37$, $Q_0 = +18,55$, $\varphi_2 = 7$, $\varphi_1 = -6$ (табл. III.2, III.3).

Для вычислений Q воспользуемся формулой

$$Q = Q_0 - \frac{W - 0,15}{1,67}.$$

Вычисление дает

$$Q = 18,55 + \frac{5,5 + 0,15}{1,67} = 21,9.$$

Т а б л и ц а III.3
Зависимость $P_{\min}$ и Q_0 от φ_2

φ_2	$n_2 = 1,58$		$n_2 = 1,59$	
	$P_{\min}$	Q_0	$P_{\min}$	Q_0
4			-3,30	9,84
4,5			-6,60	11,26
5	-15,08	12,95	-10,37	12,70
5,5	-22,16	14,44	-14,97	14,14
6	-29,99	15,94	-21,06	15,60
6,5	-40,01	17,47	-28,17	17,07
7	-51,99	19,00	-36,71	18,55
7,5	-66,10	20,56	-46,72	20,04

Зная Q , определяем радиусы по формулам:

$$\left. \begin{aligned} \rho_1 &= Q + \frac{n_2}{n_2 - 1} \varphi_1; & \rho_2 &= Q + \varphi_1; \\ \rho_3 &= Q + \frac{n_3}{n_3 - 1} \varphi_1 - \frac{1}{n_3 - 1}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.14})$$

При $n_2 = 1,62$, $n_3 = 1,58$ получаем:

$$\rho_1 = 6,3; \quad \rho_2 = 15,9; \quad \rho_3 = 4,0.$$

Имея в виду, что $\alpha \quad \varphi = 0,54$, получаем при фокусном расстоянии всего объектива, равном единице, следующие значения кривизн φ :

$$\rho_1 = -\rho_6 = 3,4; \quad \rho_2 = -\rho_5 = 8,6; \quad \rho_3 = -\rho_4 = 2,15.$$

При фокусном расстоянии объектива 100 мм получаем для радиусов поверхностей следующие значения:

$$r_1 = 29 \text{ мм}; \quad r_2 = 11,5 \text{ мм}; \quad r_3 = 46 \text{ мм}.$$

У апланата Штейнгейля:

$$r_1 = 26,5 \text{ мм}; \quad r_2 = 11,0 \text{ мм}; \quad r_3 = 38,5 \text{ мм}.$$

Имея в виду, что стекла, принятые для расчета, несколько отличаются от стекол апланата Штейнгейля и что толщины линз не приняты во внимание, нужно считать совпадение удовлетворительным. С другой стороны, общий характер основных формул позволяет получить еще ряд вариантов, более благоприятных в некоторых отношениях, чем классические апланаты Штейнгейля и их подражания. Можно получить апланат из стекол со значительной разницей показателей (в противоположность тому, что принято в классических апланатах).

Берем, например, пару стекол с $n_2 = 1,6259$, $n_3 = 1,5181$. Если экстраполировать данные табл. I.6 («флинт вперед»), то нетрудно получить нужное значение $P_{\min} = -37$ при значениях φ_2 порядка 4,6. Выписываем из этой таблицы данные, относящиеся к указанной паре стекол БФ12 и КФ4 и составляем разности $\Delta\varphi_2$, $\Delta P_{\min}$, $\Delta^2 P_{\min}$ и ΔQ_0 (табл. III.4). Считая вторую разность функции $P_{\min}$ постоянной и равной $-0,8$ и замечая, что первая разность φ_2 постоянна и равна $0,29$, можно по табл. III.4 экстраполировать φ_2 и $P_{\min}$.

При $\varphi_2 = 4,6$ имеем $P_{\min}$ около -37 и Q_0 около $12,9$. Вычисление Q и радиусов дает:

$$Q = 12,9 + 3,4 = 16,3;$$

$$\rho_1 = 6,9; \quad \rho_2 = 12,7; \quad \rho_3 = 3,8;$$

при фокусном расстоянии всего объектива 100 мм имеем:

$$r_1 = 27 \text{ мм}; \quad r_2 = 14,6 \text{ мм}; \quad r_3 = 50 \text{ мм}.$$

Таблица III.4
Зависимость $P_{\min}$ и Q_0 от φ_2

φ_1	$\Delta\varphi_2$	$P_{\min}$	$\Delta P_{\min}$	$\Delta^2 P_{\min}$	Q_0	ΔQ_0
2,38		-1,0			5,83	
2,67	0,29	-3,0	-2,0	0,9	6,76	0,93
2,96	0,29	-5,9	-2,9	-0,7	7,68	0,92
3,25	0,29	-9,5	-3,6	-0,8	8,61	0,93
3,54	0,29	-13,9	-4,4	0,8	9,54	0,93
3,83	0,29	-19,1	-5,2	-0,8	10,47	0,93
4,12	0,29	-25,1	-6,0	-0,8	11,40	0,93
4,41	0,29	-31,9	-6,8	-0,8	12,33	0,93
4,70	0,29	-39,51	-7,6		13,26	0,93

Указанная комбинация стекол приводит к меньшей кривизне второй поверхности ($r_2 = 14,6$ мм вместо $r_2 = 11,5$ мм), что более удобно для изготовления при прочих равных качествах.

Подбор дисперсий производится так же, как и в предыдущем примере. При отношении дисперсий $\frac{v_3}{v_2} = \frac{\varphi_2}{\varphi_2 - 1} = 1,28$ требуется

найти такие марки стекол, чтобы их показатели были равны приблизительно 1,626 и 1,518. Такую комбинацию может дать пара двух кронов: один тяжелый баритовый с показателем около 1,62 и v около 50 и другой боросиликатный с показателем 1,51—1,52 и v около 64. Апланаты такого типа, по-видимому, неизвестны; от них можно ожидать некоторого увеличения относительного отверстия вследствие уменьшения кривизны второй поверхности.

Представляется еще другая возможность изменения типа апланата, а именно перестановка порядка стекол таким образом, чтобы стекла с большим значением показателей находились не снаружи, а внутри. В [10, гл. III] было указано, что для получения отрицательных значений основного параметра W с наименьшими кривизнами поверхностей нужно брать комбинацию «крон впереди», или, точнее, положительная линза должна быть впереди. Такая комбинация приводит к уменьшению кривизны поверхностей.

Проверим это на примере первой пары стекол: примем $n_2 = 1,59$, $n_3 = 1,62$. При такой перестановке значение $P_{\min}$ практически не меняется и $\varphi_{кр} = \varphi_1$ должно остаться прежним, т. е. $\varphi_{кр} = \varphi_1 = 7$; значение Q_0 получается равным -18,1.

По-прежнему $Q = -18,1 + 3,4 = -14,7$. Кривизны преломляющих поверхностей соответственно равны:

$$\rho_1 = -14,7 + 18,9 = +4,2; \quad \rho_2 = -14,7 + 7,0 = -7,7; \quad \rho_3 = -14,7 + 18,3 - 1,6 = 2,0.$$

При фокусном расстоянии 100 мм получаем:

$$r_1 = 44 \text{ мм}, \quad r_2 = -24 \text{ мм}, \quad r_3 = 93 \text{ мм}.$$

Радиусы кривизны последней комбинации получились значительно больше, чем в классических апланатах; второй радиус стал в 2,2 раза больше. Относительное отверстие апланата такого типа может быть доведено до 1 : 4, но вследствие того, что кривизна поля остается такой же, какой она была в классическом типе (S_{IV} остается без изменения), и растут поперечные aberrации, величина поля зрения при увеличении относительного отверстия уменьшается.

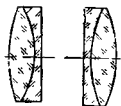


Рис. III.2

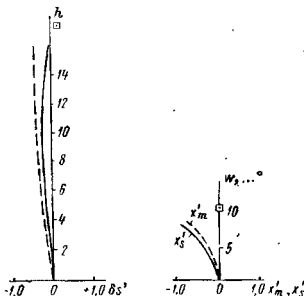


Рис. III.3

Еще меньше кривизны можно получить, если применить пару стекол с большой разностью значений показателей преломления. Такие апланатические объективы могут иметь относительное отверстие, достигающее до 1 : 3, но их поле не превышает 25—30°. По простоте конструкции симметричные объективы превосходят объективы типа Пецваля, хотя по своим оптическим качествам они приблизительно равноценны. Преимущество симметричных объективов заключается в отсутствии фона рисунка благодаря меньшему количеству рефлексов (четыре отражающие поверхности вместо шести в объективе Пецваля). Они могут применяться в тех случаях, когда требуется большая апертура при небольшом поле зрения (портретная фотография, кинопроекция и т. д.).

В качестве примера приведем два симметричных объектива с $f' = 100$ мм. Схемы объективов даны на рис. III.2 и III.4, aberrации — на рис. III.3 и III.5; конструктивные элементы приведены в табл. III.5, III.6. Оба объектива имеют относительное отверстие 1 : 3; продольная сферическая aberrация не превышает 0,5 мм; астигматизм практически уничтожен. Общий фокус бес-

конечно тонких пучков для наклона $w_1 = -10^\circ$ отстоит на 1,0 мм от гауссовой фокальной плоскости.

В настоящее время апланаты утратили свое прежнее значение. Крупный недостаток объективов этого типа — значительная кривизна поля; изготовление их сравнительно дорого вследствие крутизны больших кривизн поверхностей. Появление анастигматов, значительно превосходящих апланаты по качеству изображения, привело к вытеснению апланатов; дальнейшее усовершенствование апланатов при этих условиях в настоящее время потеряло смысл.

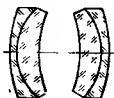


Рис. III.4

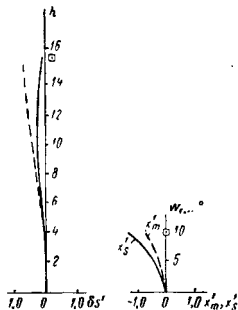


Рис. III.5

Полученные результаты привели к следующим важным выводам.

1. Выполнение условия исправления астигматизма ($S_{III} = 0$) в простом, а также в симметричном (при однолизовых компонентах) объективе приводит к характерной, менiscoобразной форме

Таблица III.5

Конструктивные элементы
симметричного объектива
с $S_I = 0,26$, $S_{II} = -0,3$,

$S_{III} = -0,05$, $S_{IV} = 0,8$ (рис. III.2)

r	d	n
84		1,0
—39	9	1,5188
—304	2,5	1,5772
304	58	1,0
39	2,5	1,5772
—84	9	1,5188
		1,0

Таблица III.6

Конструктивные элементы
симметричного объектива
с $S_I = 0,53$, $S_{II} = -0,29$,

$S_{III} = -0,04$, $S_{IV} = 0,8$ (рис. III.4)

r	d	n
57		1,0
25	2,5	1,5772
350	9	1,5188
—350	52	1
—25	9	1,5188
—57	2,5	1,5772
		1,0

линз, такой же, какая бывает у хорошо скорректированных очковых линз (см. гл. VII). Так как это условие является важнейшим для получения достаточно большого угла поля зрения, то этот результат является вполне естественным.

2. Замена одной простой линзы двумя симметричными с диафрагмой посередине дает значительную выгоду. Относительное отверстие растет более чем вдвое, кома и дисторсия намного улучшаются.

3. Применение двухлинзовых склеенных компонентов еще больше повышает светосилу объективов, так как появляются дополнительные параметры для исправления сферической и хроматической aberrаций. Общий вид отдельных компонентов остается тем же (менискообразным), хотя имеется, по-видимому, и ранее не известное решение, представленное на рис. III.4. Эта схема объектива вытекает из второго решения квадратного уравнения, связывающего условия исправления aberrаций с основными параметрами P и W половинок объектива.

4. ФОТООБЪЕКТИВЫ С БОЛЬШОЙ СВЕТОСИЛОЙ И МАЛЫМ УГЛОМ ПОЛЯ ЗРЕНИЯ

Системы из бесконечно тонких линз

Из многочисленных типов объективов с большим относительным отверстием (до 1 : 2) и малым углом поля зрения (не больше 20—22°) рассмотрим один, применяемый для кинопроекции и отличающийся сравнительно простой конструкцией. Расчет этого объектива может быть выполнен чисто алгебраическим методом с последующими несложными улучшениями исходной системы на основании результатов контрольного тригонометрического расчета.

Объектив состоит из двух компонентов, разделенных большим воздушным промежутком, назначение которого — исправить астигматизм системы. Оба компонента собирательные, что вытекает из требования большой светосилы; в связи с тем же требованием при расчете должно быть обращено внимание на возможно лучшее устранение сферической aberrации высших порядков.

Предположим, что оба компонента бесконечно тонкие, и напишем для них уравнение масштаба и условия устранения сферической aberrации, комы, астигматизма и обеих хроматических aberrаций. В качестве внешних параметров примем α_{II} — угол между первым вспомогательным параксиальным лучом и осью в среде, отделяющей оба компонента, — и h_{II} — высоту пересечения того же луча со вторым компонентом. Кроме того, как всегда, положим, что $\alpha_I = 0$; приняв $h_I = 1$, находим уравнение масштаба в таком виде; $\alpha_{III} = 1$. Расстояние d между компонентами определяется по формуле

$$d = \frac{1 - h_{II}}{\alpha_{II}}.$$

Относительные оптические силы компонентов:

$$\varphi_1 = \alpha_{11}; \quad \varphi_2 = \frac{1 - \alpha_{11}}{h_{11}}.$$

Оптическая сила объектива принята за единицу.

Входной зрачок будем считать совпадающим с первым компонентом. Впрочем, выбор положения входного зрачка большого значения не имеет, так как вследствие доказанной в [10, гл. II] теоремы при исправленных сферической аберрации и коме астигматизм не будет зависеть от положения диафрагмы.

При указании выборе положения входного зрачка $y_1 = 0$; $y_{11} = -d$, так как $\beta_{11} = \beta_1 = 1$.

Обозначая через P_1 , W_1 , P_2 и W_2 известные функции от углов α внутри компонентов, получаем по формулам (III.7) из [10] следующие выражения для сумм Зейделя:

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= P_1 + h_{11}P_2; \quad S_{11} = y_{11}P_2 + W_1 + W_2; \\ S_{111} &= \frac{y_{11}^2}{h_{11}}P_2 + 2\frac{y_{11}}{h_{11}}W_2 + \varphi_1 + \varphi_2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.15})$$

Условия уничтожения хроматических аберраций положения и разности увеличения согласно формулам (III.11), (III.12) из [10] дают:

$$\varphi_1 C_1 + h_{11}^2 \varphi_2 C_2 = 0; \quad y_{11} h_{11} \varphi_2 C_2 = 0.$$

Из последних двух уравнений получаем

$$C_1 = C_2 = 0.$$

Четыре остальные переменные P_1 , P_2 , W_1 и W_2 должны быть определены из трех уравнений, получаемых из выражений (III.15), приравниванием их нулю; к ним можно добавить еще условие о наименьших возможных аберрациях высшего порядка. Кроме того, в нашем распоряжении имеются еще параметры α_{11} и h_{11} ; из них первый входит в выражения P_1 , P_2 , W_1 и W_2 , которые должны быть определены через основные параметры P_1 , W_1 , P_2 , W_2 и π ; численные значения последних позволяют иметь определенное суждение о конструкции каждого из компонентов.

Общий ход расчета таков. Подбираем такие значения параметров α_{11} и h_{11} , которые приводят к наиболее благоприятным в отношении аберраций высших порядков значениям основных параметров P_1 , W_1 , P_2 и W_2 , т. е. к достаточно большим величинам P при значениях W , по возможности близким к нулю. Затем находим наиболее пригодный тип компонента, удовлетворяющий заданным значениям P и W . Рациональнее всего остановиться на хорошо изученных двухлинзовых склеенных компонентах, для которых существуют таблицы, облегчающие расчеты. Подбрав наиболее подходящую комбинацию оптических стекол с помощью табл. I.5 и I.6, вычисляем величины Q , φ по известным формулам

и затем параметры α бесконечно тонкой системы для каждого из компонентов в отдельности; после этого переходим к системе с конечными толщинами. В светосильных объективах этот переход довольно ответстен, так как толщины линз получаются значительными и отступления конструктивных элементов «толстой» системы от соответствующих элементов бесконечно тонкой системы сравнительно велики.

В [10, гл. VI] был подробно описан один из методов перехода к толстым системам, основанный на сохранении углов α в воздушных промежутках и высот y и h . Он состоит, во-первых, в определении толщины линз толстой системы на основании конструктивных элементов бесконечно тонкой системы; во-вторых, в определении методов постепенных приближений положения главных плоскостей каждого компонента системы и, в-третьих, в вычислении высот h пересечения первого вспомогательного параксиального луча со всеми поверхностями компонента при условии сохранения величин всех углов α каждого компонента; по получении высот рассчитываются точные значения радиусов кривизны.

В качестве примера выполним расчет кинопроекторного объектива с фокусным расстоянием 150 мм и относительным отверстием 1:2 из стекол каталога. Диагональ кинокадра имеет в длину 30 мм, угол 2ω поля зрения определяется следующим образом:

$$\operatorname{tg} \omega_1 = \frac{15}{150} = 0,1; \quad \omega_1 = 6^\circ; \quad 2\omega_1 = 12^\circ.$$

Вследствие малости поля зрения и большой светосилы объектива можно применить описанный тип оптической системы из двух компонентов. Опуская несколько проб параметров α_{II} и h_{II} , останавливаемся на следующей паре значений:

$$\alpha_{II} = 0,71; \quad h_{II} = 0,342.$$

Тогда получаем:

$$\varphi_1 = 0,71; \quad \varphi_2 = \frac{1 - \varphi_1}{h_{II}} = 0,849;$$

$$d = \frac{1 - h_{II}}{\alpha_{II}} = \frac{0,658}{0,710} = 0,9268.$$

Как было условлено, $y_I = 0$; для y_{II} находим

$$y_{II} = -d = -0,9268.$$

Система выражений (III.15) принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} P_1 + 0,342P_2 &= S_I; \quad -0,927P_2 + W_1 + W_2 = S_{II}; \\ 2,5P_2 - 5,40W_2 + 1,555 &= S_{III}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.16})$$

Кроме того, $C_1 = C_2 = 0$.

Переходим к основным параметрам P_1, W_1, P_2, W_2 . С помощью формул (III.25) из [10] находим:

$$P_1 = 0,71^2 P_1 = 0,357 P_1; \quad W_1 = 0,71^2 W_1 = 0,506 W_1;$$

$$P_2 = 0,29^2 P_2 + 4 \cdot 0,71 \cdot 0,29^2 W_2 + 0,71 \cdot 0,29 (1,42 \times \\ \times 2,7 - 1) = 0,024 P_2 + 0,239 W_2 + 0,582;$$

$$W_2 = 0,29^2 W_2 + 0,71 \cdot 0,29 \cdot 2,7 = 0,084 W_2 + 0,557.$$

Подставляем полученные выражения в систему (III.16):

$$0,357 P_1 + 0,342 (0,024 P_2 + 0,239 W_2 + 0,582) = S_I;$$

$$-0,927 (0,024 P_2 + 0,239 W_2 + 0,582) +$$

$$+ 0,506 W_1 + 0,084 W_2 + 0,557 = S_{II};$$

$$2,5 (0,024 P_2 + 0,239 W_2 + 0,582) -$$

$$- 5,4 (0,084 W_2 + 0,557) + 1,555 = S_{III}.$$

После вычислений

$$0,357 P_1 + 0,008 P_2 + 0,082 W_2 + 0,200 = S_I;$$

$$-0,022 P_1 - 0,136 W_2 + 0,506 W_1 + 0,018 = S_{II};$$

$$0,060 P_2 + 0,142 W_2 + 0,00 = S_{III}.$$

Подбирая значения сумм S_I, S_{II} и S_{III} в формулах (III.17), нужно принимать во внимание aberrации высших порядков. Опыт показывает, что чем больше относительное отверстие объектива, тем ближе к нулю должна быть сумма S_I . Для объективов с относительным отверстием порядка 1 : 2 первая сумма должна быть порядка 0,2—0,3; пренебрегая влиянием толщины, примем, что $S_I = 0,23$; вторую сумму примем равной нулю. Третью сумму S_{III} желательно иметь отрицательной, примерно от $-0,02$ до $-0,15$, чтобы отчасти компенсировать значительную кривизну объектива, для которого $S_{IV} = 0,7 (\varphi_1 + \varphi_2) = 0,7 \cdot 1,559 = 1,09$. Вместе с тем для суммы S_{III} не следует выбирать значения меньше, чем $-0,1$, отчасти во избежание увеличения астигматизма, отчасти вследствие того, что величины P_1 и P_2 также меняются в неблагоприятную, в смысле aberrаций высших порядков, сторону.

Четыре неизвестных P_1, P_2, W_1 и W_2 связаны между собой только тремя уравнениями, получаемыми из уравнений (III.17). Для определения оставшегося свободным параметра поставим добавочное условие о наименьшей сферической aberrации высших порядков.

В отношении этой aberrации главное значение имеет первый компонент, на котором высота пересечения лучей, входящих в систему параллельно оси, приблизительно в три раза больше, чем на втором компоненте ($h_1 = 1, h_2 = 0,343$); поэтому нужно выбирать такие параметры P_1 и W_1 , чтобы первый компонент давал наименьшие высшие порядки. Вопрос о влиянии параметров P_1

и W_1 на сферическую aberrацию высших порядков подробно рассматривался в гл. I. Выяснено, что для получения минимальных значений коэффициентов b и c высших порядков сферической aberrации нужно принять для величины W_1 значение около нуля (точнее, около $-0,2$) и по возможности больше (положительные) значения P_1 .

Итак, принимаем следующие значения сумм в выражениях (III.17): $S_I = 0,23$; $S_{II} = 0$; $S_{III} = -0,13$; кроме того, полагаем, что $W_1 = -0,2$. Решая полученную систему уравнений, находим следующие значения параметров:

$$P_1 = 0,2; \quad P_2 = -1,1;$$

$$W_1 = -0,2; \quad W_2 = -0,45.$$

По формуле (III.6) находим для первого и второго компонентов значения $P_{\min}$:

для первого компонента

$$P_{\min} = 0,2 - 0,85 (-0,35)^2 = 0,1;$$

для второго компонента

$$P_{\min} = -1,1 - 0,85 (-0,60)^2 = -1,4.$$

Примем для обоих компонентов комбинацию стекол

$$K8 (n_D = 1,5163; \nu = 64) \text{ и } \Phi 13 (n_D = 1,6199; \nu = 36,3).$$

Для первого компонента можно получить $P_{\min} = 0,2$, если принять $C_1 = -0,0025$ (см. табл. I.5). Так как приведенное значение C_1 дает слишком большое недоисправление хроматической aberrации, уменьшим несколько абсолютное значение величины C_1 до $-0,0023$. Для этого значения находим относительные оптические силы обеих линз первого компонента $\varphi_{1кр}$ и $\varphi_{1ф}$, пользуясь формулой (III.15) из [10]:

$$\varphi_{1кр} = \frac{64,0}{64,0 - 36,3} (1 - 36,3 \cdot 0,0023) = 2,12; \quad \varphi_{1ф} = -1,12;$$

$$\varphi_{1кр} + \varphi_{1ф} = 1.$$

Из табл. I.5 получаем интерполированием для $C_1 = -0,0020$ значения $P_{\min} = 0,0$ и $Q_0 = -4,66$. Определяем Q из уравнения (I.8*)

$$Q = Q_0 - \frac{(W - 0,15)}{1,67} = -4,66 + \frac{0,35}{1,67} = -4,44;$$

после этого получаем α_2 и α_3 из формул (I.3):

$$\alpha_2 = - \left(1 - \frac{1}{1,5163} \right) 4,44 + 2,12 = 0,613;$$

$$\alpha_3 = - \left(1 - \frac{1}{1,6199} \right) 4,44 + 2,12 = 0,425.$$

Поступаем аналогично для второго компонента.

Из табл. 1.5 интерполированием находим, что для получения $P_{\min} = -1,4$ нужно взять $C_2 = +0,0010$; тогда $\varphi_1 = 2,39$ и $Q_0 = -5,47$. Задавая $W = -0,4$, получаем для $Q - Q_0 = -0,31$, а следовательно, $Q = -5,16$. Здесь α_2 и α_3 получаются равными: $\alpha_2 = 0,628$; $\alpha_3 = 0,218$.

Переход к системе линз с конечными толщинами

Отверстие первой линзы D должно быть равным $D = \frac{150}{2} = 75$ мм. Вычисляем толщину первой линзы из крона по формуле (VI.24) из [10]:

$$d_1 = d_{\min} + \frac{D^2}{4f'_{\text{кр}}} = d_{\min} + \frac{D^2 \varphi_{\text{кр}}}{4f'_1} = d_{\min} + \frac{(75)^2 2,1}{4 \frac{150}{0,71}} = d_{\min} + 14 \text{ мм},$$

где $f'_{\text{кр}}$ — фокусное расстояние линзы из крона; f'_1 — фокусное расстояние первого компонента, равное фокусному расстоянию всей системы 150, деленному на φ_1 , т. е. на 0,71. Величину $d_{\min}$, согласно табл. VI.2 из [10], примем равной 3 мм; тогда $d_1 = 3 + 14 = 17$ мм. Для флинтовой линзы первого компонента возьмем $d_2 = 5$ мм.

Для определения толщины линз второго компонента необходимо знать его отверстие, а для этого нужно определить положение входного зрачка, так как от этого зависят размеры линз, и в особенности линз второго компонента. Для расчета aberrаций было положено, что входной зрачок совпадает с первым компонентом, но такое предположение было сделано исключительно с целью упростить вычисления, так как истинное положение зрачка в данном случае не влияет на aberrации 3-го порядка. Примем теперь, что главный луч, определяющий положение зрачков, должен проходить посередине между компонентами.

Определим высоты пересечения этого главного луча с первым и последним компонентом на краю поля зрения, т. е. когда $w_1 = 6^\circ$. Так как нам сейчас нужны лишь приближенные данные, можно принять, что главный луч проходит через компоненты без преломления и что, следовательно, высота пересечения его со вторым компонентом определяется формулой

$$y_{11} = \frac{d}{2} \lg 6^\circ = \frac{150 \cdot 0,925}{2} \lg 6^\circ = 8 \text{ мм}.$$

С другой стороны, ширина пучка при полной апертуре при прохождении второго компонента равна ширине его у первого компонента, умноженной на отношение $\frac{h_{11}}{h_1}$, т. е. составляет $75 \cdot 0,34 = 26$ мм. Прибавив к этому числу $8 \cdot 2 = 16$ мм, находим, что для получения достаточной величины поля зрения диаметр действующего отверстия второй линзы должен быть равным $26 + 16 =$

= 42 мм. Имея в виду необходимость некоторого запаса отверстия на случай возможного изменения положения входного зрачка, на основании результатов тригонометрического контроля хода лучей принимаем для отверстия величину 55 мм. При таком отверстии берем для кроновой линзы второго компонента $d_4 = 12$ мм и для флинтовой линзы $d_5 = 5$ мм.

По известным толщинам линз и ранее полученным величинам α вычисляем радиусы первого компонента по формулам (VI.32) из [10]:

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= f_1' \frac{n_2 - 1}{\alpha_2 n_2}; \quad r_2 = (f_1' - d_1 \alpha_2) \frac{n_3 - n_2}{\alpha_3 n_3 - \alpha_2 n_2}; \\ r_3 &= (f_1' - d_1 \alpha_2 - d_2 \alpha_3) \frac{1 - n_3}{\alpha_4 - \alpha_3 n_3}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.18})$$

где

$$f_1' = \frac{150}{\Phi_1}.$$

Точно такими же формулами пользуемся для вычисления радиусов второго компонента, но здесь вместо $f_1' = \frac{150}{\Phi_1}$ нужно взять

$\Phi_2' = \frac{150}{\Phi_2}$, а величины α_2 и α_3 дают радиусы второго компонента.

Оставшаяся еще не определенной величина d_3 — расстояние между последней поверхностью первого компонента и первой поверхностью второго — определяется таким образом, чтобы фокусное расстояние всей системы было 150 мм. Другими словами, нужно, чтобы расстояние между внутренними главными плоскостями обоих компонентов было точно равно произведению $150 \cdot d = 150 \cdot 0,9268 = 139,02$ мм.

Положение задней главной плоскости определяется расстоянием ее σ_1' от последней поверхности первого компонента по формуле

$$\sigma_1' = -f_1' + s_3' = \frac{1}{\alpha_4} (-h_1 + h_3) = -d_1 \alpha_2 - d_2 \alpha_3.$$

Расстояние σ_2 передней главной плоскости второго компонента от первой его поверхности неизвестно; для определения его нужно рассчитать ход параксиального луча из бесконечности через второй компонент в обратном ходе; можно также воспользоваться приближенной формулой (VI.42) из [10]:

$$\begin{aligned} \sigma_2 &= + \frac{d_2}{n_3} (1 - \alpha_3 n_3) + \frac{d_1}{n_2} (1 - \alpha_2 n_2) = \\ &= \frac{5}{1,62} (1 - 0,41 \cdot 1,62) + \frac{12}{1,516} (1 - 0,628 \cdot 1,516) = 1,41 \text{ мм.} \end{aligned}$$

Вычислив σ_1' и σ_2 , определяем d_3 по формуле

$$d_3 = 139,02 + \sigma_1' - \sigma_2.$$

Так как $\sigma_1 = -12,51$ мм, а $\sigma_2 = 1,41$ мм (более точный тригонометрический расчет дает $\sigma_2 = 1,51$), то

$$d_3 = 139,02 - (12,51 + 1,51) = 125 \text{ мм.}$$

Конструктивные элементы рассчитанного таким образом объектива даны в табл. III.7, его схема представлена на рис. III.6.

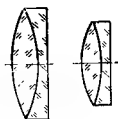


Рис. III.6

Таблица III.7
Конструктивные элементы
объектива $f' = 150$ мм

r	d	n_D	v
117,46		1,0	
-86,95	17,0	1,5163	64,0
-396,98	5,0	1,6199	36,3
95,76	125,0	1,0	
-60,90	12,0	1,5163	64,0
-309,20	5,0	1,6199	36,3
		1,0	

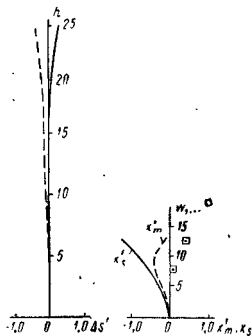


Рис. III.7

Таблица III.8
Аберрации объектива $f' = 150$ мм

m_i	$\Delta s'_D$	$\Delta s'_C$	$\Delta s'_F$	$\Delta f''_D$
0	0	0,11	-0,12	0
26,0	-0,26	-0,19	-0,23	-0,17
37,5	0,14	0,13	0,37	-0,33

Тригонометрический контроль для пучка лучей, параллельных оси объектива, дал результаты, приведенные в табл. III.8.

Астигматизм наклонного пучка для наклона $w_1 = -6^\circ$ при расстоянии от входного зрачка до первой поверхности $x_1 = 125$ мм характеризуется следующими числами: $x'_m = -0,61$; $x'_s = -0,85$; $x'_s - x'_m = -0,24$. Дисторсия $\Delta f'$ для наклона -6° равна 0,034 (0,21 %). Аберрационные графики представлены на рис. III.7.

Объектив хорошо исправлен в отношении сферической и хроматической аберраций (все результаты табл. III.8 относятся к фокусному расстоянию 150 мм). Исправление комы оставляет

желать лучшего, так как ход отступления величины Δf_D сильно отличается от хода Δs_D , особенно на краю отверстия; это объясняется наличием комы высших порядков по отверстию. Контрольный тригонометрический расчет показывает довольно сложную зависимость комы от положения входного зрачка, что очень затрудняет ее исправление.

Этот пример, характерный для объективов рассматриваемого типа, может служить для иллюстрации той методики расчета, которую с полным правом можно называть чисто алгебраической. Тригонометрия здесь сыграла исключительно контролирующую роль, мало влияя на самый расчет. Все выводы сделаны на основании теории aberrаций 3-го порядка в применении к системам из бесконечно тонких компонентов. Этот пример показывает, насколько целесообразно пользоваться изложенным методом, особенно если существует возможность заранее учесть влияние aberrаций высших порядков.

В данном случае оказалось возможным рассчитать до конца без помощи тригонометрии объектив с необычно большим относительным отверстием 1 : 2, но эта возможность была обусловлена знанием свойств двухлинзового склеенного объектива. Для начинающего некоторые исходные предположения могут показаться не совсем обоснованными, в особенности выбор значений зейделевых сумм в выражениях (III.16); этот выбор делается исключительно на основании предшествующего опыта. При отсутствии опытного материала приходится выполнить несколько лишних пробных расчетов, давая различные значения суммам и подбирая наиболее благоприятные из них на основании тригонометрических расчетов.

5. СИСТЕМЫ С ИСПРАВЛЕННОЙ КРИВИЗНОЙ ПОЛЯ

Способы исправления кривизны поля

Рассмотренные до сих пор два типа объективов — апланаты и кинопроекционные — еще нельзя считать настоящими фотографическими объективами. Ни тот ни другой не исправлены в отношении кривизны изображения. В апланатах коэффициент кривизны S_{IV} равен приблизительно 0,80; в светосильных объективах второго типа этот коэффициент еще больше: он превышает единицу, доходя до 1,2–1,4. Такие объективы, естественно, обладают малым углом поля, и лишь малое относительное отверстие и сильное виньетирование дали возможность добиться от них углов поля зрения, позволяющих снимать группы людей или ландшафты. Кинопроекционные объективы (к которым следует еще отнести объективы Пецваля, отличающиеся от описанных только тем, что в одном из компонентов, обычно во втором, линзы разделены воздушным промежутком) могли применяться лишь в качестве портретных, давая очень резкое изображение лица

и постепенно усиливающееся размытие волос, шеи, одежды — как раз то, что требовала фотографическая мода начала XX в.

Еще в конце прошлого, а главным образом в начале нашего столетия было понято, насколько важным является решение вопроса об исправлении кривизны изображения. Весьма странным кажется то обстоятельство, что Пецваль, автор знаменитой формулы, выражающей значение коэффициента кривизны через радиусы и показатели, сам не нашел или не счит нужным искать решения этой задачи, хотя оно было исключительно простым. Достаточно было к разработанному им же типу портретного объектива (описанной выше конструкции) добавить отрицательную линзу на небольшом расстоянии впереди фокальной плоскости, чтобы кривизна поля стала близкой к нулю и качество изображения на краях поля значительно улучшилось. Однако эта простейшая идея была осуществлена по крайней мере на столетие позже.

Необходимость создания широкоугольных объективов, все более и более ощущаемая в начале нашего столетия, побудила к поиску решений проблемы устранения кривизны. Почти одновременно возникли три идеи, обоснование которых дано в гл. VIII.

Поскольку было ясно, что комбинация флинта с высоким показателем и крона с низким показателем, позволяющая исправить сферическую абберацию, вместе с тем дает повышенное значение S_{IV} (больше чем 0,7), Рудольф из фирмы «Цейсс» предложил присоединить к такой «нормальной» паре «аномальную», т. е. пару, у которой показатель флинта меньше показателя кроны. Сумма S_{IV} такой пары меньше, чем 0,65—0,6, и тем меньше, чем больше оптические силы линз этой пары. С помощью двух таких комбинаций — одной нормальной и второй аномальной — Рудольф создал свои, теперь забытые, широкоугольные объективы. Эту же идею он использовал для осуществления одной из самых удачных схем фотообъективов — «Тессар», получившей широкое распространение повсеместно и развивающейся до сих пор с использованием новых марок стекла.

Гёг, один из руководящих работников фирмы «Герц», обратил внимание на то, что при достаточной толщине линзы с равными радиусами кривизны поверхностей, удовлетворяющей условию Пецваля, можно придать ей заранее заданную оптическую силу; комбинация двух таких симметрично расположенных менисков, разделенных воздушным промежутком, в середине которого расположена диафрагма, может быть одновременно исправлена в отношении астигматизма, кривизны и дисторсии. По такой схеме построен «Гипергон» — весьма широкоугольный (до 140°) объектив с малым относительным отверстием ($1:30$ — $1:50$). Несколько позже появились объективы типа «Дагор», выпущенные той же фирмой «Герц», конструкция которых основана на том же принципе. Легко в этом убедиться, сравнивая значения первого и последнего радиусов каждой половинки. Например, у «Дагора» $r_1 = 21,31$; $r_4 = 21,46$; у апохромата «Коллинеар» (того же типа)

$r_1 = 27,10$; $r_4 = 26,99$ при фокусном расстоянии обоих объективов 100 мм. Впрочем, при конструировании этих объективов принята во внимание и идея «аномальной» комбинации, но она здесь играет второстепенную роль. Применение марок стекла с высокими значениями показателей и малой дисперсией оправдано не уменьшением суммы Пецваля, которое достигается правильным соотношением между общей толщиной линз и радиусами кривизны крайних поверхностей, а улучшением сферической aberrации, с которой трудно бороться в описываемых здесь типах объективов.

Весьма действенный способ исправления кривизны был применен, сознательно или нет, Тейлором еще в 1891 г. при расчете объектива триплет, состоящего, как известно, из трех линз: двух положительных и одной отрицательной в середине, разделенных небольшими, по сравнению с фокусными расстояниями линз, воздушными промежутками.

Для выяснения сути идеи, лежащей в основе третьего способа исправления кривизны, проще использовать более простую схему двухлинзового объектива с воздушным промежутком. Условие

Пецваля для двухлинзовой системы записывается в виде $\frac{\varphi_1}{n_1} + \frac{\varphi_2}{n_2} = 0$, где φ_i — оптические силы линз; n_i — их показатели преломления. Вследствие близости значений показателей можно заменить это уравнение более простым, приближенным: $\varphi_1 + \varphi_2 = 0$. Условие масштаба выражается следующим образом:

$$\varphi_1 + h_2 \varphi_2 = 1.$$

Совместное решение обоих уравнений дает при $h_1 = 1$:

$$\varphi_2 = \frac{1}{h_2 - 1}; \quad \varphi_1 = -\frac{1}{h_2 - 1}.$$

Пусть $\varphi_1 > 0$. Тогда $h_2 < 1$. Если $\varphi_1 < 0$, то $h_2 > 0$. Это значит, что высота h на положительной линзе должна быть больше, чем на отрицательной.

Такие комбинации из двух компонентов были уже известны задолго до работ Тейлора, Гёга и Рудольфа; это телеобъективы, не только исправленные в отношении кривизны поля, но чаще всего переисправленные, особенно наиболее мощные среди них. Однако телеобъективы из-за ряда недостатков не могли служить основой для создания ни светосильных, ни широкоугольных, ни даже «универсальных» объективов. Добавление одной положительной линзы, восстанавливающей симметрию, решило задачу. Для третьей положительной линзы, согласно указанному выше правилу, высота больше, чем для отрицательной.

Существует малораспространенный вариант триплета, в котором крайние линзы отрицательные, а средняя — положительная; здесь также действует правило: высота на положительной линзе больше, чем на отрицательных. Впрочем, этот вариант триплета

нерационален, поскольку более сильный положительный компонент обладает оптической силой вдвое большей, чем каждый отрицательный. В классическом триплете все оптические силы приблизительно по абсолютной величине равны, что благоприятно сказывается на величине аберраций.

Уменьшить сумму Пецваля можно также применением отрицательной линзы, лежащей близко к плоскости изображения. Это неприменимо к широкоугольным объективам из-за большой площади, занимаемой изображением, а также к сверхсветосильным вследствие большой сферической аберрации высших порядков, вызываемой линзой Смита при значительных апертурных углах. Это обстоятельство серьезно ограничивает применение данного приема.

Наконец, не следует упускать из виду роль показателя преломления. При больших значениях последнего четвертая сумма приближается к нулю: Этот эффект мало заметен в видимой области, потому что в настоящее время не существует пригодных для изготовления объективов материалов, прозрачных в видимой части спектра и обладающих высоким значением показателя преломления. В инфракрасной области с помощью таких материалов, как германий ($n = 4$), кремний ($n = 3$) и некоторых других, сумма Пецваля снижается до достаточно малых значений без каких-либо особых приемов. Одновременно с этим снижаются значения первой и второй сумм Зейделя, следовательно, можно получить весьма светосильные объективы с большим углом поля из трех-четырех линз.

Вполне возможно использование двух-трех перечисленных приемов одновременно. Примером может служить созданный Рудольфом еще в начале столетия объектив «Планар» и его варианты («Плазмат» и др.), которые после введения некоторых не принципиальных усовершенствований стали прообразом громадного семейства светосильных широкоугольных объективов с высоким качеством изображения, развивающихся и в настоящее время с применением новейших тяжелых марок стекла. В этом типе объектива высоты на средних (отрицательных) линзах меньше, чем на крайних положительных; внутренние менiscoобразные линзы значительной толщины напоминают (в ослабленном виде) линзы «Гипергона» и наконец применение марок стекла с большими значениями показателей преломления способствует достижению малой суммы Пецваля при сравнительно больших радиусах, благодаря чему относительное отверстие в таких объективах в современных конструкциях может быть значительным — до $1 : 0,7$ при угле поля $40-50^\circ$. Другая разновидность этих объективов с добавлением спереди и сзади по сильной отрицательной линзе под названием «Биогон» обладает углом поля зрения $60-90^\circ$ при относительных отверстиях $1 : 3-1 : 2,8$.

Численные значения сумм Зейделя для систем с исprasленной кривизной поля

Все до сих пор известные фотообъективы обладают следующим свойством: если известны относительное отверстие объектива и его поле зрения, то можно считать заранее известными, в довольпо узких границах, также и численные значения сумм Зейделя, при которых качество изображения, даваемого объективом, будет наилучшим. Такое свойство можно объяснить тем, что все фотообъективы, независимо от их конструкции, при работе в одинаковых условиях, т. е. при одном и том же относительном отверстии и одиом и том же угле поля, обладают близкими по своему значению аберрациями высших порядков. В первую очередь это относится к сферической аберрации.

При иаличии громадного разнообразия типов и вариантов объективов, обладающих одним и тем же относительным отверстием, не представляется возможным теоретически обосновать изложенное утверждение. Это свойство фотообъективов дает возможность пользоваться при расчетах теорией аберраций 3-го порядка, облегчает расчет и поэтому имеет большое практическое значение наряду со многими другими положениями вычислительной оптики, найденными эмпирически и не имеющими пока теоретического обоснования. Необходимо оговорить, что суммы Зейделя, о которых идет речь, рассчитываются при особых условиях, перечисленных в [10, стр. 258], а именно: предполагается, что

$$s_1 = \infty; h_1 = 1; \alpha'_p = 1; \beta_1 = 1; y_1 = x_1; f' = 1.$$

Зависимость суммы S_I от относительного отверстия объектива. По мере увеличения относительного отверстия объективов величина первой суммы S_I уменьшается, но остается всегда положительной. У широкоугольного объектива «Гипергон» с относительным отверстием 1 : 30 первая сумма превышает 300; у апланатов с относительным отверстием 1 : 7 сумма S_I имеет порядок 10—15, у двойных анастигматов типа «Дагор», «Коллинеар» и др. она меняется в пределах от 8 до 13. У триплетов и «Тессаров» с относительным отверстием 1 : 6 $S_I \approx 5 \div 6$; при 1 : 4,5 $S_I = 3,5 \div 2,5$, при 1 : 3,5 $S_I = 1,5 \div 2,5$; для относительных отверстий больших 1 : 2 сумма S_I меньше единицы (около 0,7—0,3). Зависимость между S_I и отверстием, конечно, не строго однозначна, но уклонения от однозначности невелики; они несколько зависят от типа и фокусного расстояния объектива.

На рис. III.8 приведена кривая зависимости величины S_I от относительного отверстия.

Зависимость суммы S_{II} от относительного отверстия. Пределы изменения второй суммы сравнительно невелики. При очень малых относительных отверстиях S_{II} может меняться от -1 до +1, причем в симметричных системах она почти всегда отрицательна и было бы нецелесообразно добиваться для нее положительной

величины или даже нуля; при больших относительных отверстиях S_{II} меняется мало и сохраняет значения в пределах от $-0,3$ до $+0,3$.

Зависимость суммы S_{III} от угла поля зрения. Сумма S_{III} меняется в еще более узких пределах, чем S_{II} , причем пределы зависят скорее не от относительного отверстия, а от угла поля зрения объектива; это довольно естественно, так как астигматизм должен быть тем лучше исправлен, чем больше поле зрения объектива.

У объективов, не исправленных в отношении кривизны изображения, таких как объектив Пецваля, апланаты, кинопроекторные, сумма S_{III} имеет значения примерно от $-0,15$ до $-0,25$, так как при расчетах ставят целью исправить до некоторой степени среднюю кривизну изображения. У объективов более светосильных, у которых сумма S_{IV} (пецвалева сумма) довольно велика ($0,35-0,50$), для S_{III} выбирают небольшие отрицательные значения от $-0,1$ до $-0,2$; по мере увеличения угла поля зрения S_{III} приближается к нулю. У универсальных объективов типа «Дагор» сумма S_{III} порядка $-0,05$; у широкоугольных она

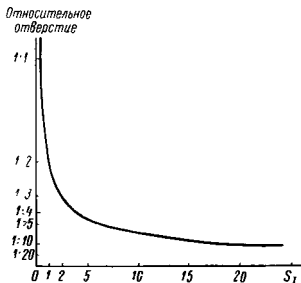


Рис. III.8

весьма близка к нулю: от $-0,03$ до $0,0$. Очень редко встречаются случаи, когда S_{III} имеет положительное значение, как, например, у телеобъективов с большим телеувеличением; при этом четвертая сумма S_{IV} получается отрицательной.

Зависимость суммы S_{IV} от угла поля зрения. Можно сказать, что из всех сумм Зейделя для монохроматического луча четвертая сумма S_{IV} , от которой зависит кривизна изображения объектива, имеет наиболее близкие значения у весьма различных объективов. Только у объективов, у которых не исправлен астигматизм, S_{IV} бывает обычно больше, чем $0,7$; таковы объективы типа Пецваль и кинопроекторный объектив с малым углом поля, у которого S_{IV} доходит до единицы. У телеобъективов значение S_{IV} тесно связано с телеувеличением объектива. У всех анастигматов, так называемых универсальных объективов, четвертая сумма близка к $0,3$; как правило, чем больше поле зрения объектива, тем ближе к нулю его четвертая сумма, оставаясь всегда положительной. У очень светосильных фотообъективов с малым полем до (30°) нередко встречаются значения S_{IV} близкие к $0,4-0,45$; светосильные триплеты и «Тессары» с относительным отверстием близким к $1:3,5$ имеют значения S_{IV} около $0,35-0,40$, а при относи-

тельном отверстии $1:4,5$ S_{IV} уменьшается до 0,3; она доходит до 0,2 у двойных симметричных анастигматов и у триплетов и «Тессаров» с относительным отверстием $1:6,8$. У широкоугольных объективов четвертая сумма близка к нулю и имеет пределы от 0,1 до 0,05.

Зависимость суммы S_V от угла поля зрения. Аналогичную зависимость можно установить для пятой суммы, определяющей дисторсию системы. Очень светосильные объективы с малым углом, предназначенные обычно для портретных и групповых снимков, не требуют тщательного исправления дисторсии; поэтому у этих объективов можно встретить значения S_V порядка 0,5—0,8. Универсальные объективы, применяемые часто для ландшафтных снимков, а иногда и для репродукционных работ, требуют уменьшения величины S_V до значений, не превышающих по абсолютному значению 0,2—0,3; у широкоугольных и репродукционных объективов исправление дисторсии приводит значения суммы S_V к числам порядка 0,05—0,1. Еще лучшее исправление требуется для специальной группы объективов, предназначенных для геодезических работ, а также для репродукционных объективов, у которых пятая сумма меньше 0,01.

В противоположность другим суммам, пятая сумма может иметь как положительные, так и отрицательные значения. У светосильных объективов можно без труда получить любые значения величины S_V вблизи нуля, но обычно в этом нет необходимости.

Существуют объективы, у которых дисторсию не только не исправляют, а наоборот, принимают специальные меры, чтобы ее увеличить до крайних пределов; таковы объективы, у которых угол поля равен 180° и которые могут дать на плоскости изображение небосвода, что было бы невозможно с ортоскопическим объективом, так как изображение при угле в 180° должно было бы иметь бесконечные размеры. В других случаях, когда главным назначением объектива является съемка больших площадей и требуется исключительно большое поле зрения, дисторсия не исправляется вовсе, так как только при отсутствии требования ортоскопии появляется возможность рассчитать объективы с очень большим полем зрения при сравнительно большой светосиле. Значительное искажение поля может быть отчасти исправлено посредством вторичного фотографирования негатива с помощью особого объектива, дающего искажение обратного знака. Кроме того, все телеобъективы, как правило, плохо поддаются исправлению в отношении дисторсии, особенно при больших телеувеличениях, и приходится жертвовать ортоскопией в пользу других качеств объектива, например светосилы или телеувеличения.

Хроматические суммы. Рассматривая величины первой и второй хроматических сумм у различных объективов, мы не можем установить наличие какой-либо простой закономерной связи с оптическими характеристиками объективов. Это может быть объяснено тем, что хроматические суммы зависят главным образом от ди-

сперсии оптических стекол и подчиняются совсем другим законам, чем суммы монохроматического луча. С другой стороны, выбирая соответствующие марки оптического стекла, всегда можно получить любые значения указанных сумм, даже не меняя конструктивных элементов системы, т. е. радиусов кривизны, толщин линз и расстояний между ними.

В большинстве случаев первую хроматическую сумму $\sum hC$ берут равной небольшой отрицательной величине, имея в виду, что хроматическая разность сферических aberrаций почти всегда положительна, а следовательно, при отрицательной aberrации для параксиальных лучей можно получить на краю отверстия положительную хроматическую aberrацию. Изредка встречаются исключения: сферическая разность хроматических aberrаций у некоторых типов особо светосильных объективов отрицательна, и тогда нужно брать сумму $\sum hC$ положительной.

Вторую хроматическую aberrацию (разность увеличений) следует исправлять тем тщательнее, чем меньше значения суммы $\sum yC$ и чем больше поле зрения объектива. Нужно помнить, что хроматическая разность увеличений очень сильно влияет на качество изображения, значительно понижая разрешающую силу объектива.

Трехкомпонентные объективы

Предварительные замечания. Большинство объективов этой группы состоит из нескольких линз, простых или склеенных, сравнительно тонких, разделенных более или менее значительными воздушными промежутками, как, например, триплеты, «Тессары», «Гелнары» и другие варианты триплета. Поэтому общие принципы расчета систем из бесконечно тонких компонентов, изложенные в [10, гл. III], применимы также и в данном случае, но фотографические объективы отличаются от телескопических систем рядом существенных особенностей, требующих дополнительных исследований и несколько иных приемов. Необходимо исправлять кривизну поля, дисторсию и обращать более серьезное внимание на астигматизм, чем при расчете телескопических систем.

Среди aberrаций 3-го порядка системы из бесконечно тонких компонентов некоторые aberrации зависят исключительно от фокусных расстояний этих линз и их материала, но не зависят от их формы. К таким aberrациям относятся первая и вторая хроматические суммы, четвертая сумма (условие Пецваля) и иногда третья и пятая. Кроме того, условие масштаба выражается в виде функции от тех же величин.

Обозначим через h_k и y_k высоты пересечения двух вспомогательных параксиальных лучей — первого, идущего от точки предмета на оси, и второго — из центра входного зрачка — с линзой с порядковым номером k ; назовем буквой φ_k оптическую силу компонента k и положим, что фокусное расстояние объектива равно еди-

инце. Обозначая, как всегда, буквой α с индексами углы пересечения с осью первого вспомогательного луча, получаем для компонента с номером k

$$\alpha'_k - \alpha_k = h_k \varphi_k.$$

* Применяем эту формулу для всех компонентов системы и складываем полученные уравнения; принимая во внимание, что $\alpha'_k = \alpha_{k+1}$, $\alpha_1 = 0$ и $\alpha_p = 1$, где p — число компонентов, находим уравнение масштаба в таком виде:

$$\sum h_k \varphi_k = 1.$$

Далее воспользуемся формулами (III.10) — (III.12) и (III.14) из [10] для нахождения первой хроматической суммы $S_{I\,chr}$, второй хроматической суммы $S_{II\,chr}$ и четвертой суммы Зейделя (Пецваля) S_{IV} .

Таким образом, приходим к следующим формулам:

$$\left. \begin{aligned} \sum h_k \varphi_k &= 1; \\ S_{I\,chr} &= - \sum \frac{h_k^2 \varphi_k}{v_k}; \\ S_{II\,chr} &= - \sum y_k h_k \frac{\varphi_k}{v_k}; \\ S_{IV} &= \sum \frac{\varphi_k}{n_k}. \end{aligned} \right\} \quad (III.19)$$

К такому же простому виду можно привести и пятую сумму, если только ограничиться случаями, когда общая длина объектива мала по сравнению с его фокусным расстоянием, что имеет место в универсальных фотообъективах.

Пятая сумма S_V для системы из бесконечно тонких компонентов определяется формулой (VI.17) из [10], т. е.

$$S_V = \sum \left[\frac{y_k^3}{h_k^3} P_k + 3 \frac{y_k^2}{h_k^2} W_k + \frac{y_k \varphi_k}{h_k} (3 + \pi_k) \right].$$

При малых воздушных расстояниях величины y_k невелики и можно пренебречь их квадратами и кубами; тогда S_V может быть выражена приближенной формулой

$$S_V = \sum \frac{y_k \varphi_k}{h_k} (3 + \pi_k),$$

но величину π_k с достаточной точностью можно принять равной 0,65, поэтому

$$S_V = 3,65 \sum \frac{y_k \varphi_k}{h_k}. \quad (III.20)$$

Формула (III.20) имеет такой же вид, как и выражения (III.19), и может быть присоединена к ним. Необходимо подчеркнуть, что эта формула только приближенна, но так как пятая сумма в универсальных объективах не требует особо тщательного исправления, то формула (III.20) оказывается достаточно точной для применения. Как и все формулы (III.19), она требует при переходе к системе с конечными толщинами некоторой поправки, получаемой эмпирическим путем; в эту поправку автоматически войдет влияние отброшенных членов. Во всяком случае на формулу (III.20) можно смотреть как на ориентировочную в прямом смысле этого слова, т. е. как на формулу, показывающую, в какую сторону нужно менять параметры φ_k для того, чтобы получить те или иные изменения пятой суммы.

Прием, применяемый для пятой суммы, приводит к чрезвычайно простому приближенному выражению для третьей суммы, а именно:

$$S_{III} = \sum \varphi_i. \quad (III.21)$$

Однако формулой (III.21) не рекомендуется пользоваться, так как третья сумма требует очень точного исправления, которого эта формула, даже с учетом поправочных величин на толщину, не может дать.

Суммы 3-го порядка — сумма S_I сферической аберрации, S_{II} — комы и S_{III} — астигматизма — зависят еще от величины P_k и W_k , которые, в свою очередь, зависят от формы линз.

Таким образом, естественно разбить параметры оптической системы на две группы: в одну из них входят оптические силы φ_k и высоты h_k ; ко второй относятся параметры, определяющие форму линз, например углы α , образуемые с осью первым вспомогательным лучом в стекле отдельных линз.

Величины y_k , входящие в выражения отдельных сумм, вполне определены, когда заданы все h_k и φ_k . Для вычисления y_k по заданным h_k и φ_k может служить формула (II.52) из [10], а именно:

$$\frac{y_k}{h_k} = \frac{y_1}{h_1} + J \sum_2^k \frac{d_{v-1}}{n_v h_{v-1} h_v}.$$

В нашем случае $J = -1$. Кроме того, так как мы считаем систему состоящей из бесконечно тонких линз, то под знаком $\sum$ входят только величины d , относящиеся к воздушным промежуткам, для которых $n = 1$. При этом мы принимаем $h_1 = 1$. Таким образом,

$$\frac{y_k}{h_k} = y_1 - \sum \frac{d_{v-1}}{h_{v-1} h_v}. \quad (III.22)$$

Например,

$$\frac{y_2}{h_2} = y_1 - \frac{d_1}{h_2}; \quad \frac{y_3}{h_3} = y_1 - \frac{d_1}{h_2} - \frac{d_2}{h_2 h_3} \text{ и т. д.} \quad (III.23)$$

В формуле (III.22) d_{v-1} — воздушный промежуток между v -м и $(v-1)$ -м компонентами; h_v — высота пересечения первого вспомогательного луча с v -м компонентом.

Триплет. Объектив триплет принадлежит уже к категории «универсальных», обладая средней величиной относительного отверстия (1 : 2,8—1 : 4,5) при углах поля 35—55°, и является, пожалуй, наиболее сложным из объективов, расчет которых можно почти полностью выполнять на основании упрощенной теории аббераций 3-го порядка применительно к бесконечно тонким линзам. Благоприятным для расчета по указанной методике обстоятельством является то, что легко подобрать такие параметры, через которые большинство аббераций выражается линейно и лишь наименьшая часть — квадратичными формами. Кроме того, при заране известных марках стекол число свободных параметров (8) как раз равно числу условий (семь аббераций и условие масштаба), что не оставляет места для выполнения лишних поисков (если исключить поиски наиболее выгодной комбинации марок стекол).

Наиболее рациональным является такое расположение линз, когда отрицательная линза находится посередине между двумя положительными. Другая возможная комбинация — положительная линза между двумя отрицательными — не рациональна, так как положительная линза должна была бы иметь слишком большую оптическую силу, чтобы можно было при двух отрицательных линзах выполнить условие масштаба. Остальные комбинации, отступающие от симметрии, привели бы неминуемо к неустраиваемой дисторсии.

Развитие получила только первая схема, предложенная еще Гауссом, но осуществленная Тейлором в его триплете. Триплет оказался в высшей степени удачной конструкцией: гибкость его изумительна; он может быть изготовлен почти из любых марок стекол, все абберации могут быть исправлены в довольно больших пределах относительного отверстия и угла поля зрения (до 60° при относительном отверстии 1 : 3,5). Триплет оказался прототипом большого количества других первоклассных объективов, среди которых можно назвать «Тессары», «Гелиары» и много других, несколько более сложных типов фотообъективов, как, например, четырехлинзовые типа «Догмар» или «Тахар»; даже такие сложные светосильные объективы, как «Эриостар», «Бнотар» и др., в основном можно рассматривать как развитие триплета.

Триплет — почти единственный тип объектива, о методах расчета которого можно найти некоторые сведения в литературе. Кербер [28], Шварцшильд [32], Берек [2] изложили, в общем, один и тот же метод в различных трактовках.

Не подлежит сомнению, что сам Тейлор рассчитал свой объектив методом, совпадающим в принципе с изложенным выше. В то время как Шварцшильд сводит задачу к уравниванию восьмой степени, Берек, широко пользуясь приближенными соотношениями

ями, очень упрощает задачу и изящно решает ее при очень общих предположениях.

Детальное изучение метода Берека может быть очень полезно даже и для опытного вычислителя-конструктора, так как изложение сопровождается многими весьма ценными замечаниями; следует обратить внимание на некоторые сомнительные пункты изложения, например на слишком упрощенный способ исправления дисторсии.

Не будем останавливаться на методе Шварцшильда, отличающемся сложностью и отсутствием наглядности; в дальнейшем изложим методику расчета, применяемую в Вычислительном бюро ГОИ.

У всех перечисленных методов одинаков способ разделения переменных на две группы: одна из них содержит величины h и φ или d и φ , а другая — некоторые параметры, определяющие форму («прогиб») линзы; число параметров первой группы пять, второй — три.

Формулы (III.11), (III.12) из [10] дают для первой группы переменных φ и h следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 + h_2 \varphi_2 + h_3 \varphi_3 &= 1; \quad \frac{\varphi_1}{n_1} + \frac{\varphi_2}{n_2} + \frac{\varphi_3}{n_3} = S'_{IV}; \\ \frac{\varphi_1}{v_1} + h_2^2 \frac{\varphi_2}{v_2} + h_3^2 \frac{\varphi_3}{v_3} &= S_{I \text{ chr}}; \\ y_1 \frac{\varphi_1}{v_1} + y_2 \frac{h_2 \varphi_2}{v_2} + y_3 \frac{h_3 \varphi_3}{v_3} &= -S_{II \text{ chr}}; \\ 3,65 \left(y_1 \varphi_1 + \frac{y_2 \varphi_2}{h_2} + \frac{y_3 \varphi_3}{h_3} \right) &= S_V, \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.24})$$

причем последняя из этих формул лишь приближенная.

Величины y — функции от h_2 и h_3 — должны быть исключены. Условимся сначала относительно выбора положения входного зрачка. При хорошем исправлении объектива положение зрачка не влияет на aberrации; можно выбирать его таким образом, чтобы упростить вычисления. Вследствие симметрии удобно принять, что $y_2 = 0$.

Применим уравнения (III.22) и (III.23); полагая $y_2 = 0$, получаем

$$y_1 - \frac{d_1}{h_2} = 0,$$

откуда

$$y_1 = \frac{d_1}{h_2}.$$

С другой стороны,

$$\frac{y_3}{h_3} = y_1 - \frac{d_1}{h_2} - \frac{d_2}{h_2 h_3} = y_2 - \frac{d_2}{h_2 h_3} = -\frac{d_3}{h_2 h_3},$$

откуда

$$y_3 = -\frac{d_3}{h_2}.$$

Таким образом,

$$y_1 = \frac{d_1}{h_2}; \quad y_3 = -\frac{d_2}{h_2}.$$

Величины y_1 и y_3 пропорциональны воздушным промежуткам d_1 и d_2 ; это вытекает из того, что при $y_2 = 0$ второй вспомогательный луч проходит через вторую линзу не отклоняясь.

Выражения сумм второго хроматизма и дисторсии принимают более простой вид, а именно:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d_1}{h_2} \frac{\varphi_1}{v_1} - \frac{d_2}{h_2} \frac{h_3}{v_3} \varphi_3 &= S_{II \text{ chr}}; \\ 3,65 \left(\frac{d_1 \varphi_1}{h_2} - \frac{d_2 \varphi_3}{h_2 h_3} \right) &= S_V. \end{aligned} \right\}$$

Величины d и h связаны соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} h_2 &= 1 - d_1 \varphi_1; \\ h_3 &= 1 - d_1 \varphi_1 - d_2 (\varphi_1 + \varphi_2 - d_1 \varphi_1 \varphi_2). \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.25})$$

Эти соотношения позволяют исключить h_2 и h_3 из выражений (III.24), где останутся только пять неизвестных: φ_1 , φ_2 , φ_3 , d_1 и d_2 , если считать, что стекла, т. е. n_1 , n_2 , n_3 и v_1 , v_2 , v_3 , заданы.

Приравняв четыре суммы в формулах (III.24) определенным числам, получаем систему из пяти уравнений с пятью неизвестными, нахождение которых представляет затруднения, так как уравнения не линейные относительно неизвестных. При этом чисто математическая трактовка приводит в большинстве случаев к решениям, не имеющим практического значения, так как соответствующие этим решениям конструкции неосуществимы. Тем не менее часто достаточно изменить значение одной из сумм в выражениях (III.24) на ничтожно малую величину, не имеющую никакого практического значения, чтобы в результате решения получить вполне приемлемую систему конструктивных элементов.

Поэтому вместо того чтобы разыскивать точные арифметические значения неизвестных, поступаем следующим образом: задаем для величин φ_1 и φ_2 ряд определенных значений (например, $\varphi_1 = 1,4; 1,6; 1,8$; $\varphi_2 = 3,0; 3,3; 3,6$); для каждой пары значений φ_1 и φ_2 вычисляем φ_3 из уравнения Пецваля; находим h_2 и h_3 из уравнения масштаба и первого хроматизма; после этого легко получаем d_1 и d_2 из уравнения (III.25). Решая уравнение второй степени, отбрасываем то решение, которое приводит к нереальным результатам. Результаты вычислений величин d_1 и d_2 наносим на график, образец которого приведен на рис. III.9.

Опускаем ряд подробностей составления графиков, представляющих только технический интерес. Иногда для их изготовления приходится пользоваться промежуточными графиками, служащими для интерполяции некоторых из исследуемых параметров. Подобные же графики выполняются для других марок стекол

с иными значениями показателей преломления и дисперсий. Такой прием дает возможность довольно быстро отбросить непригодные марки стекол, приводящие к неудобным или неосуществимым конструкциям (слишком малые или большие значения d_1 и d_2 , слишком большие оптические силы φ_k , недостаточно симметричные системы, т. е. φ_1/φ_2 далеко от 1, и т. п.).

В результате перечисленных операций получаем две системы решений для внешних элементов объектива (φ , d , h , y), из которых одна обычно должна быть отброшена, так как она приводит к мало-пригодным конструктивным элементам.

В отличие от упомянутых выше авторов, мы считаем целесообразным уже в данной стадии расчета переход к системе с линзами конечной толщины. Действительно,

дальнейшее выполнение расчета по формулам для бесконечно тонких систем не упрощает задачу. Основное, наиболее важное для практики, свойство бесконечно тонких

компонентов, а именно возможность определения сумм Зейделя для отдельных компонентов, остается в силе и для линз с конечными толщинами, если пользоваться изложенным в [10, гл. VI] методом перехода к толстым линзам с сохранением величин h_k . При этом положения линз конечной толщины выбираются таким образом, чтобы высоты пересечения параксиальных лучей с главными плоскостями этих линз равнялись высотам пересечения этих же лучей с соответствующими бесконечно тонкими компонентами. Толщины линз могут быть вычислены уже сейчас, когда известны оптические силы φ_k , относительное отверстие системы, ее поле зрения и величины h_k и y_k . Конечно, такой расчет может быть только приближенным, так как заранее точно неизвестно, как будут виньетироваться наклонные пучки; но в первом приближении достаточно и грубого знания этих толщин; кроме того, здесь может помочь и знание известных уже объективов подобного типа.

Остается определить форму трех линз. Наиболее удобными параметрами для этого служат величины α в стекле линз.

При переходе к системе из толстых линз сохраним прежние буквенные обозначения и нумерацию величин, относящихся к бесконечно тонким линзам, напомним индекс римскими цифрами; все величины, относящиеся к линзам конечной толщины, будем обозначать теми же буквами, что и для тонких линз, но будем нумеровать их по порядку преломляющих поверхностей и обозначать номера арабскими цифрами.

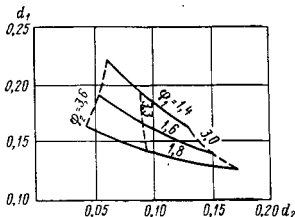


Рис. III.9

Следуя этому условию, в данном случае перехода мы должны написать:

$$h_I = h_1; h_{II} = h_3; h_{III} = h_5; \alpha_I = \alpha_1 = 0; \\ \alpha_{II} = \varphi_1 = \alpha_3; \alpha_{III} = \varphi_1 + h_{II}\varphi_2 = \alpha_5.$$

Параметрами, определяющими форму линз, являются α_2, α_4 и α_6 ; их значения должны быть выбраны такими, чтобы условия уничтожения сферической аберрации, комы и астигматизма были удовлетворены.

Вычисления производят в такой последовательности. Принимают для двух параметров α , лучше всего для α_2 и α_4 , ряд дискретных равноотстоящих значений и вычисляют положения главных плоскостей по формулам (VI.36) из [10]:

$$h_{i-1}^2 (\bar{h}_T + d_{i-1}\alpha_i) h_{i-1} + \frac{\bar{h}_T d_{i-1}}{n_i} \alpha_{i+1} \frac{\alpha_i n_i - \alpha_{i-1}}{\alpha_{i+1} - \alpha_{i-1}} = 0; \left. \begin{aligned} h_i &= h_{i-1} - d_{i-1}\alpha_i, \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.26})$$

где h_{i-1} и h_i — высоты пересечения первого параксиального луча с первой и второй поверхностями линзы с номером T ; $\bar{h}_T$ — высота пересечения того же луча с обеими главными плоскостями линзы; d_i — толщина линзы; n_i — ее показатель преломления; α_{i-1}, α_i и α_{i+1} — углы параксиального луча в среде, предшествующей стеклу линзы, в стекле линзы и в среде, следующей за стеклом.

Точные формулы (III.26) можно заменить приближенными формулами (VI.34) из [10]:

$$\left. \begin{aligned} h_{i-1} &= \bar{h}_T + \frac{d_i}{n_i} \frac{\alpha_{i+1} - n_i \alpha_i}{\alpha_{i+1} - \alpha_{i-1}} \alpha_{i-1}; \\ h_i &= \bar{h}_T + \frac{d_i}{n_i} \frac{\alpha_{i-1} - n_i \alpha_i}{\alpha_{i+1} - \alpha_{i-1}} \alpha_{i-1}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.27})$$

Зная величины h и α , вычисляем радиусы кривизны r_{i-1} и r_i по известным формулам (VI.46) из [10]. Переходя к вычислению величин, определяющих ход второго параксиального вспомогательного луча, нужно фиксировать положение входного зрачка. Входным зрачком является изображение диафрагмы через линзы, стоящие впереди нее. Обычно помещают диафрагму по возможности ближе ко второй отрицательной линзе в наибольшем из воздушных промежутков. Расстояние от диафрагмы до ближайшей поверхности отрицательной линзы зависит от типа затвора и от конструкции оправы; обычно это расстояние имеет значения в пределах от 3 до 5 мм.

Расчет параксиального луча, проходящего через выбранное положение центра диафрагмы (в обратном ходе через впереди стоящие линзы), дает положение входного зрачка и вместе с тем все величины y_k и β_k первой части объектива.

Зная все h , α , y и β , можно вычислить все суммы Зейделя по формулам (II.44) из [10]:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= \sum hP; \quad S_{II} = \sum hP \frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha}; \quad S_{III} = \sum hP \left(\frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha} \right)^2; \\ S_{IV} &= - \sum \frac{1}{r} \Delta \frac{1}{n}; \quad S_V = \sum \left[hP \left(\frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha} \right)^2 - \frac{1}{r} \Delta \frac{1}{n} \right] \frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.28})$$

причем

$$P = \left(\frac{\Delta\alpha}{\Delta v} \right)^2 \Delta \alpha v; \quad W = \left(\frac{\Delta\alpha}{\Delta v} \right) \Delta \alpha v;$$

$$v = \frac{1}{n}; \quad \beta_1 = 1, 0.$$

При вычислении сумм S_{II} , S_{III} и S_V первой части объектива (до диафрагмы) нужно разделить все углы β на β_1 и взять для расчета приведенные величины β . Определив таким образом все суммы Зейделя для первых двух компонентов отдельно, составляют таблицу этих сумм. Если соблюдены правила перехода к толщинам, указанные в [10, гл. VI], диафрагма для всех комбинаций α_2 и α_4 помещается всегда на постоянном расстоянии от главной плоскости второй линзы, то суммы каждого компонента не зависят друг от друга; если вычислить суммы каждого компонента для различных значений его параметра α , то сложением соответствующих сумм для двух первых компонентов можно получить искомые суммы всех комбинаций первых двух линз. Недостаток этого метода — длительные вычисления величин y_k толстых линз — окупается простотой процесса комбинирования сумм путем сложения.

К каждой комбинации подбирают третью линзу (т. е. α_3) таким образом, чтобы $\sum hP$ для всей системы была равна заданному для первой суммы S_I значению. Влияние толщин третьей линзы принимается в расчет так же, как и у первых двух. Получив α_3 , вычисляют для этого значения переменивой все суммы Зейделя и складывают их с соответствующими значениями сумм, полученными для каждой пары параметров α_2 и α_4 . В результате получают значения сумм Зейделя для всех систем, причем первая сумма равна заданному числу, а остальные имеют случайные значения. Далее строят график сумм S_{II} и S_{III} в зависимости от параметров α_2 и α_4 , откладывая значения S_{II} и S_{III} по осям координат и соединяя точки; соответствующие равным значениям α_2 и α_4 , кривыми (рис. III.10). Из такого графика легко получить те

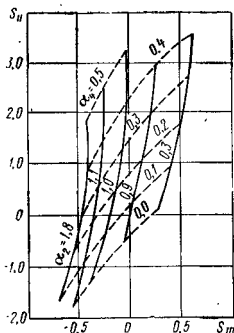


Рис. III.10

значения α_2 и α_4 , для которых суммы S_{II} и S_{III} принимают заданные наперед значения. Подбором этих величин кончается первая стадия расчета.

По известным α_k вычисляют все радиусы кривизны объектива и тем вполне определяют систему; положение входного зрачка фиксировано заранее.

Найденную систему подвергают тригонометрическому контролю. Рассчитывают ход нескольких лучей [10, гл. I], определяющих реальные сферическую и хроматические aberrации, кому, астигматизм, кривизну изображения и дисторсию. Следует обратить внимание и на отношение синусов, позволяющее вычислить кому при небольших углах наклона.

После того как составлена сводка результатов тригонометрического расчета, необходимо проверить при помощи приемов, указанных в [10, гл. VI], отсутствие ошибок в расчете и приступить к рассмотрению вопроса о необходимых изменениях aberrаций системы. Решение этого важного вопроса связано с большими трудностями, так как до сих пор не существует простых критериев, позволяющих судить о качестве изображения на основании данных тригонометрического расчета. Приходится пользоваться эмпирическими правилами, главным образом сравнением кривых aberrаций системы с кривыми объективов того же типа или похожих с хорошим качеством изображений.

Aberrации системы, полученные из расчета в первом приближении, всегда оказываются довольно большими, и потому прежде всего необходимо выяснить, насколько следует изменить полученные aberrации.

Используя формулы (III.7), (III.7*), (III.9), (III.11) и (III.14) из [10], можно по найденным желательным изменениям поперечных aberrаций вычислить изменения сумм Зейделя и хроматических сумм. Изменив значения этих сумм в выражениях (III.28), снова решаем полученные уравнения, лучше всего по методу последенных приближений.

Хотя при решении новых уравнений все величины h_k и Φ_k несколько меняются и, строго говоря, для нахождения параметров α_2 , α_4 и α_6 следовало бы заново повторить работу, выполненную при решении задачи в первом приближении, но на практике в этом нет необходимости, так как графики, построенные для решений в первом приближении, могут быть применены и в последующих приближениях.

Можно считать, что при небольших изменениях величин h и Φ кривые равных α на графиках, дающих S_{II} и S_{III} в зависимости от α_2 и α_4 , меняются мало, и притом таким образом, что вся сеть кривых просто сдвигается целиком (без поворота). Величину этого сдвига легко определить, давая координатам α_2 и α_4 те же значения, какие были получены в первом приближении, и вычисляя изменения в значениях S_{II} и S_{III} , которые произошли вследствие изменений h и Φ ; можно считать, что эти изменения посто-

яины и не зависят ни от α_2 , ни от α_4 . Зная эти изменения, а также и изменения сумм S_{II} и S_{III} , при которых можно ожидать более благоприятных величин аберраций, можно по графику S_{II} , S_{III} (рис. III.10) определить новую пару значений α_2 и α_4 . После этого следуют новый расчет конструктивных элементов и новый тригонометрический расчет хода лучей.

Иногда приходится повторить этот процесс три-четыре раза, причем обычно после второго раза элементы системы бесконечно тонких линз, т. е. Φ_k и h_k , не приходится изменять вовсе.

Вся эта последовательность вычислений в отдельных частях допускает упрощения. Опыт и наблюдательность могут оказать существенную помощь при выполнении всего расчета; после многократных вычислений вырабатывается умение находить сразу те изменения, которые надо произвести в конструктивных элементах для получения тех или иных желаемых значений аберраций.

Результаты тригонометрического расчета для окончательной, т. е. наилучшей при заданных марках стекол, системы определяют то максимальное относительное отверстие и ту максимальную величину поля зрения, которые можно получить от объектива.

Теоретически каждая комбинация дает некоторое решение, при котором все семь аберраций 3-го порядка доведены до нуля или, лучше, до наиболее благоприятных в отношении общей коррекции значений. Из этих решений некоторая часть отпадает, так как приводит к решениям мнимым или малоприменимым в конструктивном отношении.

Остающиеся решения неравноценны, так как аберрации высших порядков имеют различные значения. Некоторые решения более благоприятны в отношении сферической и сферохроматической аберраций и отступления от закона синусов и могут быть применены для проекционных объективов, не требующих большого поля зрения; другие решения, обладающие такими малыми аберрациями высших порядков, как астигматизм, кривизна поля и дисторсия, больше подходят для универсальных фотообъективов.

Работу по изучению и расчету фотографического триплета нельзя считать законченной, так как влияние показателей преломления и дисперсии стекол на величину относительного отверстия и угла поля зрения рассматриваемого типа объектива до сих пор полностью не выяснено; исследование этого вопроса требует громадной работы. На основании имеющегося в распоряжении Вычислительного бюро ГОИ материала можно высказать общие положения, подлежащие проверке и теоретически еще не обоснованные, а именно: применение тяжелых кронов в качестве материала для крайних положительных линз при малом показателе флинта средней линзы ведет к увеличению поля; уменьшение показателя флинта при этом увеличивает высшие порядки сферической аберрации и уменьшает относительное отверстие.

Триплет можно без затруднений рассчитать из старых марок стекол с обыкновенным флинтосом посередине и обыкновенным кро-

ном для крайних линий; до известной степени это противоречит часто встречающемуся в литературе указанию о том, что изготовление анастигматов стало возможным только после появления новых марок стекол, а именно тяжелых кронов. Однако приме-

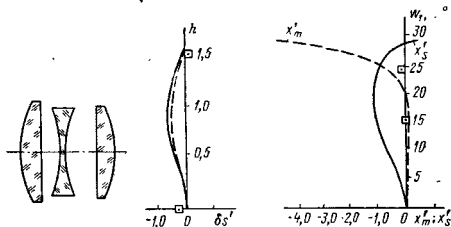


Рис. III.11

ние кронов с малыми показателями преломления приводит к таким большим высшим порядкам астигматизма, что поле зрения триплета из обычных стекол не превышает 30° при хорошем исправлении на оси, причем относительное отверстие может доходить до 1 : 3.

Т а б л и ц а III.9
Конструктивные элементы
триплета

r	d	n_D	v
30	5,7	1,0	59,6
1100		1,6126	
-74	6,2	1,0	39,1
	1,9	1,6259	
30	10,3	1,0	58,6
175	3,8	1,6126	
-49		1,0	

Как правило, чем длиннее объектив и чем больше его относительное отверстие, тем меньше угол поля зрения. Для получения большого относительного отверстия у объектива иужно давать большие значения четвертой сумме S_{IV} . Увеличение S_{IV} связано с увеличением радиусов кривизны поверхностей; при этом уменьшается сферическая aberrация высших порядков, но возрастают кривизна поля и астигматизм.

Наилучшие результаты, которых можно, по-видимому, ожидать от триплетов при современных марках стекол (обыкновенный флинт, тяжелые баритовые кроны с показателем около 1,61), характеризуются следующими цифрами: поле зрения до 60° ; относительное отверстие 1 : 3,5 при фокусных расстояниях порядка 100—130 мм.

В качестве иллюстраций в табл. III.9 приведены конструктивные элементы (приближенно) триплета, рассчитанного в ГОИ изложением выше способом еще до появления ЭВМ (его схема и aberrации даны на рис. III.11). Различные варианты и усовершенствования триплета будут рассмотрены ниже.

**Обоснование необходимости
применения ЭВМ**

В середине настоящего столетия громоздкость расчетов оптических систем стала так велика, что, казалось, должен наступить кризис в дальнейшем развитии оптических систем, среди которых первое место по сложности занимают фотографические объективы.

Один из наиболее успешных методов расчета этих объективов, основанный на определении влияния каждого конструктивного элемента на аберрации, становился неприменимым вследствие слишком большого числа переменных. Никакие попытки улучшения этого метода не увенчались успехом из-за принципиально неустранимого обилия неизвестных.

Появление электроинно-вычислительных машин со все растущей скоростью и надежностью вычислений сделало возможным решение систем линейных уравнений с большим числом неизвестных [10, гл. VII], причем время, необходимое для этого решения, с каждым годом уменьшается.

Разработана также методика решения систем нелинейных уравнений со многими неизвестными способом постепенных приближений. Несколько вариантов этой методики, вполне применимых к решению задачи расчета оптических систем, также приведено в [10, гл. VII].

Конструкция фотографических объективов определяется большим числом независимых переменных. Это конструктивные элементы — радиусы, толщины, воздушные промежутки, показатели преломления, дисперсии стекол, а иногда и коэффициенты, определяющие форму асферических поверхностей. С другой стороны, чтобы качество изображения было хорошим для нескольких длин волн и на оси, и в ряде точек на разных расстояниях от оси, должно удовлетворяться весьма большое число условий. Для светосильных и широкоугольных объективов и тем более для тех из них, которые должны обладать одновременно обоими этими свойствами, число условий становится значительным. Еще больше растет и число условий, и число параметров в объективах с переменным фокусным расстоянием. В этом случае даже скорость современных ЭВМ не всегда достаточна, чтобы в короткое время дать решение задачи.

Необходимо помнить, что время, истраченное на расчет, весьма быстро растет с числом уравнений. Это объясняется не только числом увеличения операций, но и, главным образом, тем, что при этом увеличиваются шансы на получение противоречивых решений; последнее обстоятельство сильно уменьшает вероятность получения решения, удовлетворительного во всех отношениях.

Большое значение имеет математическое выражение условий, которым должна удовлетворять оптическая система. Обычно эти условия могут с достаточной степенью приближения выражаться рядами по возрастающим степеням переменных; чем больше зависимость функции от переменной отличается от линейной, тем хуже сходимость процесса решения и тем больше вероятность, что не будет найдено решение или это решение будет лишено практического интереса. Поэтому следует обратить большое внимание на выбор условий и на переменные, функции которых являются выражениями этих условий, стремясь к тому, чтобы функции были линейными относительно переменных.

В начальной стадии расчета, когда объектив можно еще считать состоящим из бесконечно тонких компонентов, удобным и рациональным параметром может служить приведенная оптическая сила компонента ϕ . Через эту величину выражаются линейным образом:

- 1) условие масштаба $\sum h\phi = 1$;
- 2) условие исправления первой хроматической аберрации $\sum h^2 \frac{\phi}{v} = 0$;
- 3) условие исправления второй хроматической аберрации (увеличений) $\sum hy \frac{\phi}{v} = 0$;
- 4) условие Пецваля $\sum \frac{\phi}{n} = 0$;
- 5) условия исправления термооптической расфокусировки, имеющие тот же вид, что и условия для хроматических аберраций, но с заменой величины v на $\frac{1}{V}$, где $V = \frac{\beta}{n-1} - \alpha$ [10, стр. 275];
- 6) условие устранения дисторсии (при условии, что расстояния между компонентами малы по сравнению с фокусным расстоянием)

$$S_v \approx 3,65 \sum \frac{y\phi}{h}.$$

Этим не исчерпывается список линейных функций от оптических сил ϕ , имеющих прямое отношение к расчету оптических систем. К ним нужно добавить различные условия габаритного характера, которые почти всегда выражаются линейно через силы ϕ отдельных компонентов.

Величины ϕ обладают еще одним серьезным преимуществом по сравнению с другими конструктивными элементами. После того как они определены для всех элементов системы, можно приступить ко второй стадии расчета, т. е. исправлению аберраций 3-го порядка — сферической аберрации, комы, астигматизма, — пользуясь методом разделения переменных для определения основных параметров R и W . Практика многих лет работы, в том числе по

расчету объективов с переменным фокусным расстоянием, показала, что даже при сравнительно большой толщине компонентов, превышающей половину фокусного расстояния последних, формулы, связывающие коэффициенты аберраций 3-го порядка с параметрами P и W , вычисленными для бесконечно тонких компонентов, остаются справедливыми при условии добавления к правым частям уравнений некоторых поправочных величин ΔS_k , постоянных при выполнении расчета, определение которых не представляет труда. Выражения для коэффициентов P_k и W_k линейны относительно последних, что намного ускоряет сходимость процесса автоматического расчета.

Чем больше можно составить уравнений, линейных относительно конструктивных (либо прямо, либо косвенно с ними связанных) элементов, тем быстрее и надежнее происходит процесс определения неизвестных; однако не следует злоупотреблять этой возможностью и включать в число условий такие, которые не являются обязательными для разрабатываемой системы. Например, если объектив короткофокусный и предназначен для работы в обычных условиях, когда фокусировка осуществляется либо автоматически, либо наблюдателем, не следует включать условие исправления термооптической аберрации для осевой точки, как это ни соблазнительно.

Когда не хватает условий для определения оптических сил, можно давать некоторым из них ряд произвольных значений, которые в дальнейшем уточняются путем интерполирования в зависимости от полученных результатов расчета хода лучей через объектив.

Обычно в качестве функций, определяющих качество изображения, берут поперечные и продольные аберрации, иногда волновые аберрации. Хотя с точки зрения простоты вычислений эти величины имеют преимущество перед другими (они выдаются ЭВМ как непосредственный результат расчета хода лучей), но как математические функции от конструктивных элементов они невыгодны, так как представляют плохо сходящимися рядами и легко обращаются в бесконечность даже при не очень больших апертурах и полевых углах; по этой причине они далеки от линейности, что служит значительным препятствием к сходимости процесса автоматического или частично автоматического расчета оптической системы.

Качество изображения, как в настоящее время принято считать, наиболее полным образом определяется величиной контраста при определенной частоте синусоидальной миры и определенных направлениях (обычно вертикальном и горизонтальном) штрихов этой миры. Эта величина (ЧКХ) может быть вычислена на основании картины поперечных или волновых аберраций по методике, изложенной [10, гл. X]; при скоростях ЭВМ, выпущенных в 1972 г., вычисление полихроматической ЧКХ занимает несколько минут. Значение ЧКХ лежит в пределах 1—0 и меняется плавно при

любых изменениях параметров, определяющих конструкцию системы. По этой причине целесообразно применять ее как критерий качества. Однако этот критерий — контраст изображения синусоидальной миры при заданной частоте и заданных направлениях штрихов — пригоден в конце расчета, когда изучаемая оптическая система достаточно хорошо исправлена в отношении аберраций. В начальной стадии этот критерий непригоден: он не позволяет разделять влияние тех или других аберраций, в то время как для получения хорошего исправления системы необходима коррекция каждой аберрации порознь, благодаря чему появляется ряд отличных друг от друга условий, которым должна удовлетворять оптическая система.

Выбор условий, которым должна удовлетворять оптическая система

Выбор условий, которым должна удовлетворять оптическая система, является одним из самых существенных и ответственных этапов расчета системы; каждое условие должно быть продумано как с точки зрения его необходимости, так и с точки зрения выполнимости, т. е. следует выяснить, не противоречит ли оно законам оптики или другим уже поставленным условиям. Можно привести много примеров, взятых из практики расчетов, выполненных в разное время и в разных местах и окончившихся неудачей. Это попытки исправления астигматизма одновременно с апланатизмом в компоненте, обладающем малой толщиной, в случае, когда входной луч совпадает с компонентом, т. е. когда $y = 0$. Напомним, что невозможность одновременного выполнения этих условий вытекает из выражения третьей суммы

$$S_{III} = y^2 P + 2yW + 1.$$

Так же безуспешны попытки исправить вторичный спектр в тонкой системе без применения особых марок стекла.

Приведенные примеры элементарны и хорошо известны всем начинающим вычислителям, если они знакомы с теорией аберраций 3-го порядка и с хроматической аберрацией положения, но существует много других случаев, в которых невозможность исправления какой-нибудь аберрации не носит принципиального характера, но вытекает из более тонких соображений. Например, попытка исправить вторичный спектр даже с применением особых марок стекла в большинстве случаев приводит к большим значениям оптических сил отдельных линз и, как следствие, либо к значительному усложнению системы (применение не одного, а двух или трех компонентов), либо к малой светосиле.

Избыточное число свободных параметров часто вселяет надежду добиться уничтожения каких-нибудь аберраций удачным сочетанием этих параметров. Например, в случае исправления сферохроматической аберрации в двойном несклеенном объективе при исправлении сферической аберрации и кроме мы имеем, даже

не считая стекла, четыре параметра для выполнения четырех условий; это условие масштаба, условия исправления сферической аберрации, комы и сферохроматической аберрации; исправление хроматической аберрации достигается выбором коэффициентов дисперсии ν . Тем не менее сферохроматическая аберрация остается всегда положительной и довольно значительной. Любопытно, что в бесконечно тонком компоненте из трех линз при тех же условиях исправление сферохроматической аберрации возможно (см. стр. 94).

Уместно изложить основы метода наименьших квадратов и остановиться на понятии веса. Вес — понятие из области метода наименьших квадратов, применяемого при решении системы линейных уравнений, в которых число неизвестных меньше, чем число уравнений.

[illegible]

где $n > q$.

(II.29), умножаем каждое уравнение на вес p_i , и в новой системе:

МОЖНО считать все уравнения равноценными.

Целесообразно применить к решению этой системы уравнений метод наименьших квадратов, согласно которому неизвестные величины x_i определяются из условия, что сумма квадратов отклонений

$$\sum (a_{1i}p_i x_i + a_{2i}p_i x_2 + \dots + a_{qi}p_i x_q - p_i y_i)^2$$

принимает минимальное значение.

Этот прием применения весов пригоден и для решения систем уравнений, выражающих требования, предъявляемые к оптическим системам. Требования отличаются друг от друга весом. Например, при расчете фотографического объектива условию исправления сферической аберрации на оси для основной длины волны следует придать больший вес, чем исправлению хроматической аберрации положения, так как фотослой более чувствителен к лучам основной длины волны, чем к остальным.

Исправлению в центре поля следует, как правило, придать больше внимания, чем исправлению на его краях, во-первых, потому, что наиболее интересный объект можно расположить в середине светочувствительной пластинки или пленки; во-вторых, полевые аберрации, действие которых добавляется к действию осевых, ухудшают качество изображения на краях поля зрения и можно допустить большие отклонения хода лучей, так как они сравнительно мало скажутся на значении критериев качества. Если требуется высокое качество исправления изображения на оси, нужно ставить не одно, а несколько требований к значениям продольной (поперечной) сферической аберрации, например эти значения для двух из трех зон должны быть минимальными, но во избежание противоречий этим требованиям должен быть придан меньший вес, чем в случае единственной зоны. Если существует подозрение, что определенное требование трудно осуществлять, следует придать ему малый вес.

Некоторые программы для автоматического расчета оптических систем были составлены таким образом, что вместо весов были введены величины допустимых отклонений той или иной функции от желаемого конструктору значения. Этот допуск играет такую же роль, как вес, но в обратном направлении: чем строже должно соблюдаться требование, тем меньше должно быть допустимое отклонение.

Основные условия, которым должен удовлетворять фотографический объектив, относятся почти исключительно к исправлению аберраций. Габаритных требований к этим объективам обычно не предъявляют, хотя отдается предпочтение компактным системам.

Требования к аберрациям могут быть самые различные в зависимости от назначения и характеристик объектива. Например, в широкоугольном объективе «Гипергон» сферическая аберрация совсем не исправлена; в объективе Пецваля кривизна поля не только не исправлена, но оказывается большей, чем в компонентах малой толщины. Но оба перечисленных объектива — исклю-

чения. В объективах «универсальных» исправляются все пять аберраций 3-го порядка монохроматических лучей и две хроматические аберрации 1-го порядка. При этом на аберрации высших порядков обращается мало внимания, лишь бы они не ограничили желаемой светосилы и угла поля зрения, т. е. надо следить только за тем, чтобы диаметры кружков рассеяния, вызываемых аберрациями высших порядков вместе с аберрациями 3-го порядка, не превышали предельной величины, зависящей от назначения системы.

Другими словами, в заданиях ЭВМ записывается по одному требованию к каждой из пяти монохроматических и двух хроматических аберраций. Например, поперечная сферическая аберрация не должна превосходить 0,05 мм для крайнего луча; отступление η от закона синусов на зоне не должно превосходить 0,5%; астигматическая разность для угла поля 20° должна лежать в пределах $\pm 0,2$; дисторсия на угле 20° не должна превышать $\pm 1\%$; лучше не требовать от ЭВМ изменения кривизны поля: последняя должна быть заложена в исходной системе. Так же ставятся пределы для обеих хроматических аберраций. Таким образом остается всего шесть условий. Если имеются «длинные» параметры, рационально добиваться, чтобы сумма квадратов всех перечисленных аберраций, выраженных в одинаковых единицах с помощью надлежащих коэффициентов, была минимальной.

В специальных объективах могут быть повышены требования к тем или другим аберрациям. Например, в светосильных объективах целесообразно ставить два условия к величине сферической аберрации — одно к краю отверстия, другое к определенной зоне, но необходимо иметь уверенность, что эти два условия не противоречат друг другу. Следует добавить условие отсутствия сферохроматической аберрации; целесообразно ставить условие минимальной величины сферической аберрации наклонных пучков типа $a(m^2 + M)^2 m\omega^2$, помня о том, что эта аберрация весьма туго поддается исправлению. Желательно также ставить два условия к величине η — отступление от закона синусов для двух зон.

В особо широкоугольных объективах необходимо усилить требования к астигматизму, кривизне и дисторсии, задавая шесть условий вместо трех (для двух наклонов вместо одного).

Большое число требований надо ставить светосильным широкоугольным объективам (по два условия на каждую аберрацию плюс несколько условий, относящихся к таким аберрациям высших порядков, как сферохроматическая аберрация, сферическая аберрация наклонных пучков, кома высших порядков по углу поля и т. д.).

То же относится к высококачественным объективам с предельным качеством изображения («дифракционным» качеством). В этом случае целесообразно аберрации выражать в длинах волны (т. е. заменить поперечные отклонения волновыми) и требовать, чтобы волновые аберрации не превышали $1/4\lambda$, согласно критерию Рэлея.

Исправление хроматических aberrаций

Опыт показывает, что при исправлении хроматических aberrаций (положения и увеличений) с помощью ЭВМ иногда встречаются затруднения, в особенности если необходимые изменения не очень малы. В этом случае предпочтительно при составлении заданий для ЭВМ опустить «хроматические» требования и постараться исправить остаточные хроматические aberrации, хотя бы приблизительно, надлежащей заменой марок стекла. С этой целью выражения обеих хроматических aberrаций 1-го порядка:

$$\delta s' = \frac{1}{n' \alpha_p'^2} \sum h \frac{\Delta \alpha}{\Delta v} \left(\frac{\Delta n'}{n'} - \frac{\Delta n}{n} \right);$$

$$\frac{\Delta l'}{l'} = + \frac{1}{J} \sum y \frac{\Delta \alpha}{\Delta v} \left(\frac{\Delta n'}{n'} - \frac{\Delta n}{n} \right), \text{ где } J = n' \alpha' l' = n_1 \alpha_1 l_1,$$

записывают в виде функций от полных дисперсий Δn :

$$\delta s' = a_1 \Delta n_1 + a_2 \Delta n_2 + \dots + a_p \Delta n_p;$$

$$\frac{\Delta l'}{l'} = b_1 \Delta n_1 + b_2 \Delta n_2 + \dots + b_p \Delta n_p$$

и изменяют величины полных дисперсий $\Delta n_1, \Delta n_2, \dots, \Delta n_p$ таким образом, чтобы получить желаемые изменения левых частей $\delta s'$ и $\frac{\Delta l'}{l'}$.

Поскольку выбор стекол ограничен, возможно только приближение к нужным значениям левых частей, но обычно после такой операции можно передать дальнейшие вычисления ЭВМ. При выборе стекол, естественно, надо стараться, чтобы значения показателей преломления n менялись мало, так как в противном случае требования ко всем остальным aberrациям не будут удовлетворяться.

В длиннофокусных системах, в телеобъективах следует обратить внимание на величину вторичного спектра, которая принимает угрожающие значения, и выбрать марки стекол согласно правилам, изложенным в [10, гл. II] и гл. VIII этой книги.

Выбор «отправной» системы в архивных материалах

При расчете сложных систем, какими, например, являются светосильные объективы с большим углом поля, когда методика расчета, основанная на теории aberrаций 3-го порядка, систем, состоящих из бесконечно тонких компонентов, становится малодейственной и может служить только для определения направлений дальнейших исследований, приходится искать «отправную» систему, обладающую оптическими характеристиками, близкими к требуемым. В настоящее время большинство вычислительных отделов крупных фирм и учреждений оптической промышленности

обладает настолько богатым архивом, что поиски необходимой системы связаны со значительными трудностями.

В гл. VIII изложена возможная методика классификации оптических систем (в частности, зеркально-линзовых объективов), которая почти без изменений может быть использована для поисков фотографических объективов. В качестве признаков, по которым ведутся поиски, можно назвать следующие: фокусное расстояние; апертурное число в пространстве изображений; спектральная область; линейное увеличение; угол поля зрения; диаметр кружков рассеяния в угловой мере для точки на оси и для точки на краю поля; число компонентов и число поверхностей; число асферических поверхностей (разбитое на число поверхностей 2-го порядка и на число поверхностей высшего порядка); габаритные особенности, например отношение длины к фокусному расстоянию, отношение заднего отрезка к фокусному расстоянию и т. д. В настоящее время такая классификация фотографических и проекционных объективов разрабатывается в ГОИ.

7. «СНЯТЕ» ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

М. М. Русинов [8] предложил методику разработки оптических систем, особенно пригодную для фотографических объективов, относящуюся к первой части расчета — выбору типа объектива, т. е. определению числа линз, их формы и взаимного расположения. Им произведено изучение аберрационных свойств простых, склеечных двойных и тройных линз как при сферических поверхностях, так и при несферических, в частности параболических.

Результаты этих исследований, произведенных с помощью расчетов хода лучей (таким образом учтено и влияние высших порядков аберраций), приведены в книге [8] в виде таблиц и графиков, которые не могут быть здесь помещены из-за их большого объема. Особенно подробно изучены сферическая аберрация одной поверхности и простой линзы при различных положениях плоскости объекта и астигматизм простой линзы при различных положениях входного зрачка, среди которых два (ближнее и дальнее) обладают тем свойством, что астигматическая разность фокусов обращается в нуль. Исследования показывают, что при дальнем положении зрачка величина остаточной разности фокусов меньше, чем при ближнем положении. Это свойство простых линз подтверждают работы Чернига по расчету очковых линз (см. гл. VII).

Особый интерес представляет исследование сферической аберрации в наклонных пучках. Известно, что в фотографических объективах большой светосилы уже при сравнительно небольших углах поля зрения появляется аберрационный член порядка $M\omega'^2\omega_1^2$, где ω' — апертурный угол; ω_1 — угол поля зрения; M — некий коэффициент, зависящий только от конструкции системы. Эта аберрация очень устойчива и трудно поддается исправлению. Для борьбы с ней необходимо знать причины ее появления.

М. М. Русинов рассматривает изменение сферической аберрации по полю для двух положений входного зрачка, дальнего и ближнего, при которых осуществляется исправление астигматизма. Такое раздельное исследование сферической аберрации вызвано различным характером ее поведения при дальнем и ближнем положениях входного зрачка. При дальнем положении наблюдаются значительно меньшие углы падения и преломления главного луча на обеих поверхностях линзы, чем при ближнем положении. Кроме того, при дальнем положении зрачка отклонение главного луча происходит в одну и ту же сторону на обеих поверхностях линзы, что приближает отклонение луча к минимальному. При ближнем же положении зрачка первая и вторая поверхности создают отклонение главного луча в противоположные стороны, что равносильно работе преломляющего клина с большим наклоном к ходу преломленного луча.

Расчеты тригонометрического хода лучей через мениски с исправленным астигматизмом показали, что в первом случае при переходе от центра поля к краю сферическая аберрация наклонных пучков для бесконечно удаленного предмета не только не растет (как в случае ближнего расположения зрачка), но даже слегка убывает. Для случая ближнего зрачка приводится формула, выражающая прирост сферической аберрации по полю, но в ней участвует некоторый неопределенный коэффициент A , выражающий степень удаления угла отклонения лучей наклонного пучка от минимума при росте полевого угла.

В [8] рассматривается также вопрос о положении зрачков, обеспечивающем исправление астигматизма при несферических поверхностях, в частности 2-го порядка. Предполагается, что $s' = t'$ — расстояние по лучу от поверхности до астигматического фокуса (при допущении, что плоскость предметов находится на бесконечности). Пусть уравнение меридионального сечения поверхности имеет вид

$$y^2 = Ax + Bx^2.$$

Тогда величина s' определяется формулой

$$s' = -\frac{r_0}{B} (1 \pm \sqrt{1+B}),$$

где r_0 — радиус кривизны в вершине поверхности.

Сумма расстояний s'_1 и s'_2 до центров анастигматических выходных зрачков равна

$$s'_1 + s'_2 = -\frac{2r_0}{B} = 2a,$$

где $2a$ — длина большой оси меридионального сечения поверхности.

Разность этих расстояний

$$s'_1 - s'_2 = 2c = 2\sqrt{a^2 - b^2},$$

где b — длина малой оси меридиональной кривой.

Таким образом, расстояние между анастигматическими лучами поверхности 2-го порядка равно расстоянию между фокусами этой поверхности. Для параболоидальной поверхности анастигматические выходные лучи расположены: один — в ее фокусе на расстоянии от вершины, равном половине радиуса параболы в ее вершине $\frac{f_0}{2}$, другой — на бесконечности.

Это свойство параболоидальной поверхности позволяет, используя ее в сочетании с плоской поверхностью, построить анастигматическую плоско-параболоидальную линзу для предмета, расположенного на бесконечности.

Приводится также формула [8, стр. 224], пользуясь которой можно определить продольную сферическую aberrацию параболоидальной поверхности:

$$\delta s' = \frac{f_0'}{2} \left(\frac{\cos i'}{\cos i} - 1 \right) \left[\frac{n' \cos i' + n \cos i}{(n + n') \cos i} + 1 \right].$$

Если $n > n'$, т. е. луч распространяется из стекла в воздух, то она отрицательная.

Расчет сферической aberrации плоско-параболоидальной линзы в наклонных пучках приводит к следующим выводам.

1. Меридиональная поперечная сферическая aberrация в плоскости, перпендикулярной главному лучу, несколько меньше для ближнего положения зрачка, чем для дальнего.

2. Меридиональная сферическая aberrация в наклонных пучках меньше, чем для осевой точки, причем это свойство сферической aberrации относится к обоим анастигматическим зрачкам.

Исследования, проведенные для выяснения действия поверхностей склейки на aberrации склеенного компонента, привели к следующим выводам.

1. Введением склейки можно изменить в лучшую сторону ход астигматических кривых, описывающих положение фокусов бесконечно тонких астигматических пучков, и добиться пересечения кривых.

2. Изменение величины продольной сферической aberrации, вызываемое склейкой, может быть выражено приближенной формулой

$$d(\delta s') = \frac{q_m'}{q_m} \left(1 - \frac{\operatorname{tg} i_m'}{\operatorname{tg} i_m} \right) r_m \cos i_m \sum \left(\frac{1}{\cos i} - 1 \right) \varphi_0 q,$$

где m — индекс последней преломляющей поверхности; φ_0 — оптическая сила поверхности склейки; q_m , q_m' — расстояния от центра сферической поверхности до центра входного и выходного зрачка соответственно. Остальные обозначения обычные.

Наглядность и простота методики «синтеза» дают возможность рекомендовать ее молодым конструкторам, не имеющим еще собственного опыта предварительного выбора конструкции оптического

ных систем. Большая часть выводов может быть получена также на основании теории aberrаций 3-го порядка. Например, с помощью последней легко определить положение апланатических точек сферических поверхностей, положение входного зрачка, при котором астигматизм обращается в нуль, и т. д. (см. стр. 263). Очевидно, что конструктор, хорошо освоивший этот материал, может сочетать две-три линзы, простые или даже склеенные, прикинуть примерные значения некоторых aberrаций всей системы, в частности сферическую aberrацию и астигматизм, а в некоторых случаях кому и дисторсию, и отчасти предсказать поведение некоторых aberrаций высших порядков.

Эта методика может быть особенно плодотворна при поисках новых простых конструкций фотографических объективов; она помогла ее автору разработать новые конструкции широкоугольных объективов («Руссаров») и может также подсказать приемы для усовершенствования уже существующих конструкций. Примером может служить предложенное М. М. Русиновым усовершенствование широкоугольного объектива ГОИ с углом поля $2\omega_1 = 110^\circ$ и относительным отверстием $1 : 18$ путем изменения марок стекла; создающего более благоприятную склейку [8, стр. 240].

Положительное влияние склейки бесспорно, но нельзя не обратить внимания на то обстоятельство, что помимо склейки автор улучшенного объектива применил и другой прием: уменьшение значения радиусов и воздушного промежутка почти в полтора раза. Естественно, что при таком усилении кривизны благодаря уменьшению углов между главными лучами и нормальными к поверхностям повысилось качество изображения для больших углов поля зрения, но при этом уменьшилось примерно в том же соотношении относительное отверстие этого варианта широкоугольного объектива.

8. МЕРЫ И ПРЕДОТВРАЩЕНИЕ АБЕРРАЦИЙ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ОБЪЕКТИВОВ

Большие апертурные углы современных фотографических объективов вызывают появление значительных aberrаций высших порядков. При наклоне главных лучей к оси еще больше становятся углы падения, т. е. углы между лучами и нормальными к поверхностям, а так как углы поля зрения во многих категориях объективов тоже велики, то углы падения приобретают опасные значения, превышающие $40-45^\circ$, что грозит полным внутренним отражением или в лучшем случае неисправляемыми aberrациями.

Напомним, что поперечные aberrации 3-го порядка, умноженные на произведение $n'\alpha'$, обладают свойством сложения и поэтому могут быть полностью исправлены; этим свойством не обладают aberrации высших порядков. Кроме того, сам термин «aberrация высших порядков» при больших углах падения теряет

смысл, так как никакое разложение в ряд аббераций по степеням обычно принятых величин, например по i , u , не остается законным.

Из изложенного вытекает, что основной и, пожалуй, единственный метод борьбы с так называемыми абберациями высших порядков заключается в том, чтобы принимать меры к недопущению их появления на всех поверхностях системы. С этой целью необходимо исследовать, где и как они возникают.

Рассмотрим несколько более подробно, чем раньше, выражения для коэффициентов аббераций 3-го порядка центрированных оптических систем, так как они дают возможность определить положения точек на оси, для которых абберации высших порядков отсутствуют или очень малы.

Сферическая абберация и кома. Апланатические точки сферических поверхностей

Сферическая поверхность, отделяющая две среды с показателями преломления n и n' , обладает тремя строго апланатическими парами точек на любой оси, проходящей через центр поверхности; это вершина S и совпадающее с ней ее изображение;

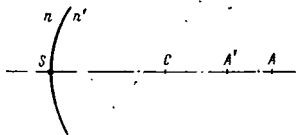


Рис. III.12

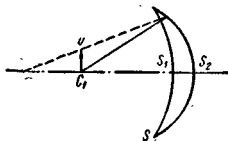


Рис. III.13

центр C и совпадающее с ним его изображение и, наконец, пара сопряженных точек A и A' (рис. III.12), положение которых относительно вершины S определяется формулами:

$$s = r \frac{n + n'}{n}; \quad s' = r \frac{n + n'}{n'}.$$

Если $n = 1$; $n' = n$, то $s = r(1 + n)$; $s' = r \frac{1 + n}{n}$.

При $n = n$; $n' = 1$ $s = \frac{r(1 + n)}{n}$; $s' = r(1 + n)$.

Возможно одновременное использование двух пар апланатических точек в «апланатической» линзе по следующей схеме (рис. III.13). В центре C_1 первой поверхности SS_1 находится объект C_1O . Луч, преломляясь через эту поверхность, не меняет своего направления. Вершина S_2 второй поверхности линзы

должна находиться на расстоянии $-r_2 = S_2 C_1$, при этом выполняется равенство $s_2 = r_2 \frac{1+n}{n}$; тогда $s'_2 = r_2 (1+n)$ и $\sin u'_2 = \frac{1}{n} \sin u_1$ при любых u_1 . При показанном на рис. III.13 расположении линзы она дает уменьшение величины $\sin u'$ в n раз и линейное увеличение n .

Можно образовать последовательность таких линз с постепенно увеличивающимися радиусами и получить увеличение в n^k раз, где k — число линз, причем вся система линз является апланатической. В частном случае, когда линза плоско-выпуклая (рис. III.14), радиус ее связан с толщиной соотношением

$$d = \frac{r(1+n)}{n}.$$

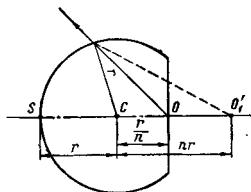


Рис. III.14

Если объект O расположен на границе стекло—воздух на расстоянии $r(1 + \frac{1}{n})$ от вершины S и его мнимое изображение образуется в точке O'_1 на расстоянии $s' = r(1+n)$ от вершины, то оно увеличено в n^2 раз, причем изображение является апланатическим

(это свойство используется во фронтальных линзах объективов микроскопа). Поскольку во всех трех апланатических точках сферической поверхности сферическая aberrация высших порядков исчезает вместе с aberrацией 3-го порядка, можно прийти к заключению, что чем больше любой из трех множителей h , $(\frac{\Delta\alpha}{\Delta v})^2$ (т. е. i^2) и $\Delta\alpha v$ (т. е. $s'n' - sn$), тем больше должны быть n aberrации высшего порядка.

Кома становится равной нулю во всех порядках по отверстию для тех же трех апланатических точек. При этом:

- 1) вершина остается апланатической точкой, но не первый параксиальный луч, а главный пересекает ось у вершины;
- 2) центр остается апланатической точкой, но и здесь главный луч, а не первый параксиальный проходит через центр поверхности;
- 3) пара точек с координатами

$$s = r \frac{n + n'}{n}; \quad s' = r \frac{n + n'}{n'}$$

остается апланатической; величина второй суммы, относящаяся к этой поверхности и к этой паре точек, пропорциональна первой степени угла i (а не второй, как для сферической aberrации).

При исправлении астигматизма встречаются затруднения. Легко показать, что условие $\beta = 0$, т. е. нормальное падение главного луча на рассматриваемую поверхность, исключает возможность появления aberrаций высших порядков.

Рассмотрим выражения Юнга, определяющие положение меридионального и сагиттального фокусов бесконечно тонких астигматических пучков:

$$\frac{n' \cos^2 i'}{t'_m} - \frac{n \cos^2 i}{t_m} = \frac{n' \cos i' - n \cos i}{r} = a;$$

$$\frac{n'}{t'_s} - \frac{n}{t_s} = \frac{n' \cos i' - n \cos i}{r} = a.$$

Составим разность этих выражений, полагая $t'_m - t_s = t$:

$$n' \left(\frac{\cos^2 i'}{t'_m} - \frac{1}{t'_s} \right) - n \left(\frac{\cos^2 i}{t} - 1 \right) = 0.$$

Обозначим астигматическую разность $t'_s - t'_m$ через $\Delta t'$; тогда

$$n' \left(\frac{\Delta t' - t'_s \sin^2 i'}{t'_m t'_s} \right) + \frac{n \sin^2 i}{t} = 0,$$

или

$$\frac{n' \Delta t'}{t'_m t'_s} = \frac{n'}{t'_m} \sin^2 i' - \frac{n \sin^2 i}{t}.$$

Но поскольку $n \sin i = n' \sin i'$,

$$\frac{n' \Delta t'}{t'_m t'_s} = \frac{n}{n' t'_m} (nt - n' t'_m) \sin^2 i.$$

Из последней формулы видно, что $\Delta t'$ равно нулю только тогда, когда $\sin^2 i = 0$ или когда $nt - n' t'_m = 0$.

Первое условие заключается в нормальном падении главного луча на преломляющую поверхность. Однако вследствие сферической aberrации в зрачках или вследствие случайного отсутствия этой aberrации перед рассматриваемой поверхностью нормальное падение может иметь место только для параксиального луча.

Второе условие по тем же причинам может быть выполнено для одного (или никакого) из главных лучей; очевидно, что для параксиальных лучей $t = s_0$, $t'_m = s'_0$ и условие $nt - n' t'_m = 0$ принимает вид $ns_0 - n' s'_0 = 0$ или, что то же самое, $\Delta n = 0$. Оно перестает иметь место для непараксиальных лучей. Поэтому условие отсутствия астигматизма для aberrаций 3-го порядка не совпадает с тем же условием, когда оно относится к астигматизму высших порядков; другими словами, условие $S_{III} = 0$, выполненное для определенной поверхности, вовсе не гарантирует отсутствие астигматизма 5, 7-го и более высоких порядков.

Такое же заключение можно сделать по отношению к четвер-

той сумме $S_{IV} = - \sum \frac{1}{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}} \frac{1}{r}$. Оно вытекает из того, что кривизна изображения есть следствие неодинаковой толщины линз на различных расстояниях от оси, как наглядно показывает частный случай, когда объект и изображение совпадают с главными плоскостями линзы (линза Пиаззи—Смита). Очевидно, что здесь кривизна изображения на краях линзы уже не зависит от радиусов кривизны последней в осевой области, а связана с изменением толщины на краях ее; это изменение может быть произвольным в зависимости от формы поверхностей.

Дисторсия

За исключением специального класса объективов для фотограмметрических целей, для которых вопрос о подобии между снимаемым предметом и изображением имеет первостепенное значение, точное знание высших порядков дисторсии не представляет интереса. Устранение 3-х порядков дисторсии даже в широкоугольных объективах дает настолько удовлетворяющее практически нуждам фотографин подобие, что нет особой необходимости искать специальные способы устранения ее высших порядков. Отметим только, что согласно известному выражению для суммы S_V , соответствующей одной поверхности,

$$S_V = \left[hP \left(\frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha} \right)^2 - J^2 \frac{1}{r} \Delta \frac{1}{n} \right] \frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha}$$

дисторсия 3-го порядка обратится в нуль в двух случаях:

1) $\Delta\beta = 0$, т. е. главный луч нормален преломляющей поверхности;

2) сагиттальная кривизна изображения, соответствующая рассматриваемой поверхности, равна нулю.

Однако эти случаи относятся только к aberrациям 3-го порядка и не могут быть распространены на случай aberrаций высших порядков.

Кроме хорошо известного случая апланатических точек сферической поверхности, для которых сферическая aberrация и кома всех порядков по отверстию могут быть исправлены, не существует других точек, в которых какая-нибудь aberrация могла бы быть исправлена полностью, т. е. не только в 3-х порядках, но и в более высоких. Другими словами, можно, например, добиться исправления астigmatизма, кривизны и дисторсии для одного какого-нибудь определенного наклона ω_1 , но для других точек поля зрения эти aberrации не будут исправлены.

Из сказанного вытекает одно важное следствие: отсутствие абберации 3-го порядка на одной поверхности не обеспечивает отсутствия аббераций высших порядков.

Среди известных методов улучшения коррекции систем один из наиболее популярных, обычно приписываемый М. О. Береку [2], заключается в следующем. Составляют таблицу значений коэффициентов всех пяти аббераций 3-го порядка и двух хроматических аббераций 1-го порядка по отдельным поверхностям оптической системы. Те поверхности, для которых коэффициенты j -й абберации оказываются наибольшими, считаются ответственными за наличие аббераций высших порядков из группы j ; принимаются меры к уменьшению значений упомянутых коэффициентов изменением кривизны, добавлением линз и т. д.

Очевидно, что метод М. О. Берека далеко не безупречен: 1) нет пропорциональности между абберациями высших порядков и абберации 3-го порядка; 2) число аббераций 5, 7-го и более высоких порядков значительно больше, чем число аббераций 3-го порядка; 3) абберации 5, 7-го и более высоких порядков не обладают свойствами аддитивности.

Поэтому не может существовать простой зависимости между коэффициентами аббераций 3-го порядка на отдельных поверхностях и остаточными абберациями той же группы.

Существует эмпирическое правило, подтверждаемое практикой и некоторыми простыми соображениями, а именно, что методика М. О. Берека дает тем лучшие результаты, чем меньше длина системы. Действительно, если оптическая система состоит из далеко расставленных компонентов, среди которых некоторые обладают большими абберациями 3-го порядка, то должен возникнуть ряд перекрестных аббераций высших порядков, вызываемых тем, что лучи, исходящие из определенного компонента, пересекают следующий на высотах, отличных от параксиальных, из чего вытекают и серьезные изменения аббераций даже 3-го порядка, хотя формально этим изменениям приписывается 5-й порядок.

Методы обнаружения поверхностей, ответственных за появление аббераций высших порядков

Этот метод, предложенный автором, заключается в следующем.

Рассмотрим какой-нибудь меридиональный луч, определяемый, как обычно, ординатой точки пересечения I с плоскостью объектов и ординатой точки пересечения с плоскостью входного арачка m . Он пересекает плоскость изображений в точке A с ординатой $I' = \beta I + \delta g'$, где β — линейное увеличение системы. Величина $\delta g'$ состоит из суммы двух величин: $\delta g'_{III}$, называемой абберациями 3-го порядка, и $\delta g' - \delta g'_{III}$ — абберациями высших порядков. Поскольку свойством аддитивности по поверхностям обладают не поперечные абберации $\delta g'_{III}$, а лагранжевы инва-

рианты $\Delta_{III} = n'\alpha'\delta g_{III}$, при расчете следует рассматривать эти величины.

Для рассматриваемого луча (l, m) с помощью формул, определяющих aberrации 3-го порядка, можно составить для каждой поверхности величину Δ_{III} . Величину $\Delta = n'\alpha'\delta g'$ можно получить из расчета хода рассматриваемого луча, а разность $\Delta_{в.п} = \Delta - \Delta_{III}$ рассчитать для каждой поверхности. Ту или те поверхности, для которых $\Delta_{в.п}$ принимает наибольшие значения, естественно считать ответственными за появление aberrаций высших порядков рассматриваемого луча и принять меры к устранению этих aberrаций. Программа для расчета величин $\Delta_{в.п}$ разработана в ГОИ. Подробно о методике их расчета см. гл. VIII.

Пример «доведения» триплета с помощью ЭВМ

После того как в результате решения системы уравнений для исправления сферической aberrации, комы и астигматизма получены приближенные значения всех конструктивных элементов, целесообразно передать продолжение расчета ЭВМ для «доведения» системы до оптимального состояния.

Рассмотрим в качестве примера «доведение» на ЭВМ расчета триплета. Потребуем от ЭВМ выполнения следующих условий: 1) масштаба; 2) уточнения сферической aberrации на определенной высоте, например $\delta s' = 0$ для $h = h_k$; 3) выполнения

закона синусов; $\eta_{k=h_k} = 0$ или $k = \frac{y'_m + y'_{-m}}{2} - y'_0$ для определенного наклона, например $w_1 = -20^\circ$, и максимальной апертуры; 4) устранения астигматизма $x'_m - x'_s = 0$ для того же наклона; 5) устранения дисторсии для того же наклона; 6) устранения хроматической aberrации положения для некоторой зоны, например $h = h_k \sqrt[3]{4}$; 7) устранения хроматической aberrации увеличений для некоторого наклона, например $w_1 = -20^\circ$.

Последние два условия, как правило, требуют изменения оптических сил и воздушных промежутков. Опыт показывает, что машина не всегда справляется с этой операцией; в этом случае приходится помогать машине изменяя марки стекол, что требует составления хроматических уравнений тонких компонентов в виде:

$$\sum h \frac{\Delta \alpha}{\Delta v} \Delta \frac{dn}{n} = \delta s'; \quad \sum y \frac{\Delta \alpha}{\Delta v} \Delta \frac{dn}{n} = \Delta l'$$

при $h_1 = f'$ и $\alpha'_p = n'_p = 1$. Оставляя полные дисперсии dn в виде неизвестных, получаем два уравнения вида:

$$a_1 dn_1 + a_2 dn_2 + a_3 dn_3 = \delta s';$$

$$b_1 dn_1 + b_2 dn_2 + b_3 dn_3 = \Delta l'.$$

Дифференцируя их, имеем:

$$a_1 \Delta dn_1 + a_2 \Delta dn_2 + a_3 \Delta dn_3 = \Delta(\delta s');$$

$$b_1 \Delta dn_1 + b_2 \Delta dn_3 + b_3 \Delta n_3 = \Delta(\Delta l').$$

Подбором величин Δdn_1 , Δdn_2 и Δdn_3 из каталога можно значительно приблизиться к решению хроматических уравнений. При подборе надо стараться оставить значения показателей n по возможности неизменными. Если не удастся подобрать подходящих марок стекла, следует идти на изменение оптических сил Φ , поступая аналогичным образом, т. е. дифференцированным хроматическим уравнений, написанных в виде:

$$h_1^2 \frac{\Phi_1}{v_1} + h_2^2 \frac{\Phi_2}{v_2} + h_3^2 \frac{\Phi_3}{v_3} = m_1 \delta s';$$

$$h_1 y_1 \frac{\Phi_1}{v_1} + h_2 y_2 \frac{\Phi_2}{v_2} + h_3 y_3 \frac{\Phi_3}{v_3} = m_2 \Delta l',$$

где m_1 и m_2 — некоторые легко устанавливаемые коэффициенты.

В качестве параметров можно использовать либо параксимальные углы α , либо кривизны ρ поверхностей (в последнем случае одно из значений ρ , например ρ_6 , должно послужить для выполнения условия масштаба) и воздушные толщины d_2 и d_4 . Известно, что если система из бесконечно тонких компонентов имеет решение, то переход к толщинам и влияние аберраций высших порядков мало меняют значения правых частей уравнений, а следовательно, решение системы семи уравнений с восьмью неизвестными всегда существует вблизи от первоначально найденного (если только не возникают указанные выше затруднения с хроматическими уравнениями).

Среди поставленных условий отсутствует то, которое связано с суммой Пецваля. Это условие трудно выполнимо, и следует проявлять большую осторожность при обращении с ним или вовсе не включать его, тем более что если при предварительном расчете была принята для S_{IV} правильная величина, то она останется практически без изменения при доводке системы с помощью ЭВМ. Если все же значение четвертой суммы окажется необходимым изменить, то следует либо ввести условие изменения S_{IV} в задание машины, либо с малым весом, либо лучше всего использовать приемы, изложенные в гл. VIII, следя за тем, чтобы замена стекол не привела к ухудшению других аберраций, в частности хроматических. Наличие лишнего параметра (восемь для семи уравнений) позволяет не только полностью решить задачу о триплете, но дает возможность найти наилучшее решение для принятой комбинации марок стекол. Остается еще возможность поиска наиболее благоприятного сочетания стекол. Поскольку в специальной литературе нет четких указаний на то, какой набор марок надо считать наилучшим, было бы желательно провести систематическое исследование этого вопроса с помощью ЭВМ.

Триплет оказался плодотворным прообразом большого семейства объективов. Наиболее удачным усовершенствованием его схемы является замена простой линзы двойной склеенной. Так возник «Тессар» (рис. III.15). Хронологически «Тессар» появился независимо от триплета, как результат осуществления Рудольфом принципа сочетания «нормальной» комбинации с «аномальной», но логически его следует считать вариантом триплета. Опыт показал, что качество изображения, даваемое этой

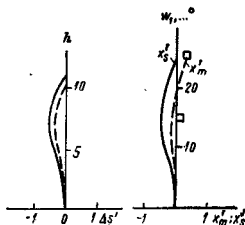
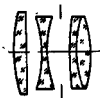


Рис. III.15

усложненной схемой, несколько лучше, чем у триплета. Может быть, это объясняется тем, что за усовершенствование «Тессара» принялся не один десяток опытных оптиков-вычислителей; остальные варианты триплета меньше привлекли их внимание. Попытка заменить две простые линзы склеенными («Гелиар» Гардинга) не дала преимуществ по сравнению с «Тессаром».

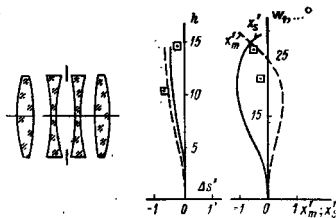


Рис. III.16

Средняя линза триплета обладает наибольшей оптической силой среди трех компонентов, его составляющих; естественно ожидать, что в ней основная причина появления aberrаций высших порядков. Расщепили ее на две части и ради симметрии поместили диафрагму между ними. Таким образом по-

явился «Целор» и ряд других подобных объективов, среди которых следует упомянуть «Ортогон» И. А. Турыгина, пользующийся большой популярностью в 30-х годах нашего столетия (рис. III.16). Однако расщепление средней линзы триплета не привело к какому-либо заметному улучшению качества объектива и эта конструкция не была принята за основу для «универсальных» объективов, но получила неожиданное развитие в другой категории объективов, а именно в широкоугольных, для чего понадобилось весьма значительное увеличение кривизны поверхностей.

Относительное отверстие «универсальных» трехкомпонентных объективов не превышает $1:3,5$ — $1:3$ — последнее при некотором сокращении величины угла поля зрения (или ухудшения качества изображения). С начала столетия делаются попытки усовершенствовать эти объективы, но практика показала, что если оставаться в пределах малых толщин компонентов, то все возможности в настоящее время исчерпаны.

Наиболее естественный путь увеличения светосилы — добавление одной (лучше положительной, как показали расчеты)

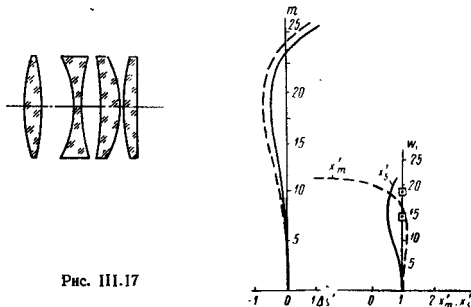


Рис. III.17

линзы. По этому пути пошел автор этой книги (1922 г.), фирма «Астрогезельшафт», выпускавшая объективы «Тахар» (1926 г.), фирма «Бауш и Ломб» (1924 г.). Дополнительная линза иногда помещена в конце объектива: например в объективах Рюо, а иногда впереди. Добавление положительной линзы дает лучшие результаты, чем расщепление отрицательной линзы триплета («Целор»): относительное отверстие четырехлинзовых объективов приближается к $1:2$, угол поля до 30 — 35° .

Приводим схему и aberrации этого типа объективов (рис. III.17).

Некоторые соображения о более удачном решении задачи светосильных объективов были высказаны в начале этой главы. Выпишем формулу для оптической силы Φ простой линзы:

$$\Phi = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n-1)^2}{n} \frac{d}{r_1 r_2}.$$

Из нее следует, что если линза имеет вид мениска, т. е. $r_1 r_2 > 0$, то ее оптическая сила получает приращение в положительную сторону при увеличении величины d ; причем безразлично, является линза положительной или отрицательной. Из этого

вытекает, что если строить объектив из толстых менисков, положительных и отрицательных, можно придать радиусам кривизны поверхностей большие значения, чем в аналогичной системе

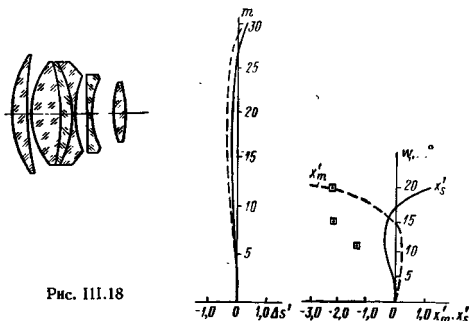


Рис. III.18

с малыми толщинами линз и той же оптической силой, а следовательно, относительное отверстие может быть увеличено.

Еще в 20-30-х годах нашего столетия Вертеле (фирма «Цейсс») разработал новый тип светосильных объективов, один из ком-

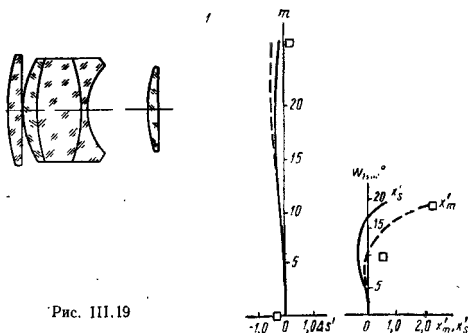


Рис. III.19

понентов которых имеет вид сложного мениска значительной толщины — около трети фокусного расстояния; это «Эрностар» (1924 г.), «Зоннар» (1931 г.). Однако остальные компоненты представляют собой тонкие плоско-выпуклые или плоско-вогнутые

линзы и эффект мениска оказывается еще недостаточным. При дальнейшей разработке этого типа объективов (Д. С. Волосов) первый и последний компоненты приняли также вид толстых менисков, отчего качество изображения заметно улучшилось. Приведем схемы «Эриостара» (рис. III.18), «Зониара» (рис. III.19) и «Юпитера» (рис. III.20).

«Планар» и его развитие

Еще в конце прошлого столетия Рудольф (фирма «Цейсс») разработал «Планар», универсальный объектив повышенной возможностей, состоящий из четырех компонентов (из них два внутренних склеенных), расположенных симметрично относительно плоскости диафрагмы. Можно считать эту схему производной от «Гипергона», но с расщепленными компонентами. За исключением поверхностей склейки, все поверхности обращены вогнутостью к центру диафрагмы, что обеспечивает хорошее исправление астигматизма (и отчасти кривизны). Толщина менисковых линз — средняя, но уже достаточная, чтобы условие Пецваля могло быть выполнено. Относительное отверстие «Планаров» доходит до $1:3,5$ при угле поля порядка 50° .

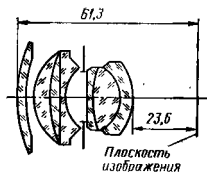
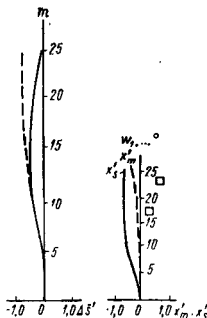


Рис. III.20



Рис. III.21



После перехода в фирму «Гуго Мейер» Рудольф рассчитал для нее, очевидно с целью обойти собственный патент, объектив «Пласмат», отличающийся от «Планара» лишь порядком линз. Увеличив значительно толщину менисковых линз, Ли для фирмы «Тейлор—Гобсон» разработал светосильный объектив «Опнк», относительное отверстие которого доходит до $1:2,5$ при угле поля 50° (рис. III.21).

В настоящее время схема «Планара» благодаря применению современных марок стекла и более глубокой обработке позволяет достичь относительного отверстия $1:2$ и более.

Добавление положительной линзы к уже известной конструкции светосильного объектива с целью увеличения относительного отверстия требует обычно коренного пересчета, так как присоединение линзы к первой части объектива нарушает компенсацию аберраций. Этот недостаток может быть устранен следующим образом [4].

Пусть известен объектив с относительным отверстием в k раз меньшим заданного и с фокусным расстоянием в то же число раз большим. Назовем этот объектив первой частью и предположим, что он хорошо исправлен. Перед фокальной плоскостью первой части поместим положительный мениск с поперечным увеличением $1/k$ (вторая часть объектива). Этот мениск уменьшит приблизительно в k раз поперечные аберрации первой части и сам по себе не внесет ни сферической аберрации, ни хроматической вследствие малости высоты пересечения h со вторым компонентом. По той же причине и кома его будет невелика. Астигматизм и кривизна компонента могут быть исправлены благодаря его менискообразной форме, если только толщина будет достаточно велика, как на это неоднократно указывалось выше. Мениск желательно выполнить из двух склеенных линз, что дает возможность исправить оставшиеся хроматические аберрации и повлиять на остаточные аберрации.

Полученная таким образом система может служить исходной для окончательного расчета, исполняемого с помощью ЭВМ. Коэффициент k не должен быть большим; вероятно, не следует давать ему значений более 1,5. В статье [4] приведен пример таким образом рассчитанного объектива с относительным отверстием 1:1,0, полученного на основе объектива 1:1,3. Угол поля зрения остался таким же, как у первой части, т. е. около 30°.

10. ШПРОВОУГОЛЬНЫЕ ОБЪЕКТИВЫ

Эта важная группа фотографических объективов, предназначенная главным образом для съемки ландшафтов, архитектурных ансамблей и т. д., с точки зрения последовательности развития берет начало от схемы «Гипергон» Гёга, состоящей из двух симметрично расположенных относительно диафрагмы менисковых линз с равными радиусами. Как было указано выше, равенство радиусов при определенной толщине обеспечивает необходимую оптическую силу с одновременным выполнением условия Пец-

валя $\sum \frac{1}{nr} \approx 0$. При надлежащем выборе расстояния между линзами сумма S_{III} обращается в нуль; по счастливому стечению обстоятельств это расстояние очень мало и не препятствует прохождению сильно наклонных лучей, так что угол поля зрения «Гипергона» достигает 120—130°. Для исправления других абер-

раций параметров не остается. Симметричность объектива благоприятствует устранению (неполному) комы и хроматической разности увеличений. Ни сферическая, ни хроматическая аберрации не исправлены, но необходимость ставить диафрагму малых размеров, автоматически ограничивая aperture системы до 1 : 25—1 : 35 из-за крутизны радиусов и малого отверстия приводят к достаточно малым аберрационным кружкам по всему полю.

Конструктивные элементы этого объектива даны в табл. III.10. Схема и аберрации объектива приведены на рис. III.22.

Таблица III.10

Конструктивные элементы
объектива «Гипергон»
(суммы Зейделя: $S_I = 3,79$;
 $S_{II} = -0,6$; $S_{III} = -0,1$;
 $S_{IV} = 0,006$; $S_V = 0,0$)

r	d	n_D
8,57	2,21	1,5105
8,63	13,78	1,0
-8,63	2,21	1,5105
-8,57		

Для этого типа объективов толщина линзы является важным параметром, позволяющим увеличивать относительное отверстие

при несущественном уменьшении угла поля. Это дало возможность автору совместно с Е. И. Ежовой-Гагенторн довести относительное отверстие до 1 : 15, частично исправляя склейкой хроматическую аберрацию.

Конструктивные элементы этого объектива даны в табл. III.11.

Как было отмечено выше, естественно представить ряд объективов типа «Дагор», «Коллинеар» и пр. как дальнейшее развитие «Гипергона», хотя хронологически дело обстоит иначе. Каждая половинка этих объективов состоит из трех склеенных линз, причем, как правило, одна из пар стекол нормальна ($n_{\phi} > n_{кр}$), а вторая аномальна ($n_{\phi} < n_{кр}$), но это обстоятельство играет второстепенную роль.

Следующий логический шаг в развитии широкоугольных объективов — деление каждой половинки на два компонента: положительный и отрицательный. Этот шаг был пройден М. М. Рус-

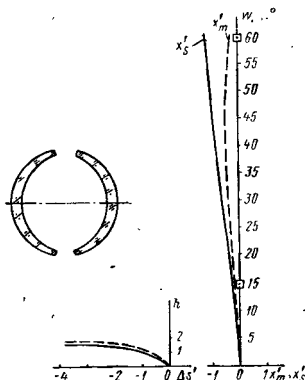


Рис. III.22

новым с его «Руссарамн» первых номеров и несколько позже—Цейссом с «Ортогонами». На рис. III.23 приведены схема и абerrации одного из наиболее совершенных представителей этого типа объективов — «Ориона» ($f' = 100$ мм, $1:6$, $2\omega = 96^\circ$), рассчитанного Д. С. Волосовым.

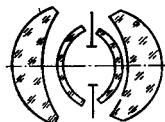
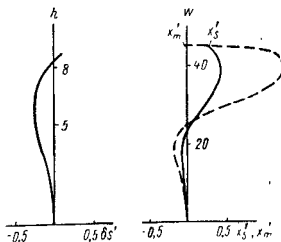


Рис. III.23



Разделить симметричные компоненты «Гипергон» можно двумя способами: положительными линзами снаружи, как это сделано в только что описанном объективе, и отрицательными линзами снаружи. Этот вариант также был исследован М. М. Русиновым,

Таблица III.11
Конструктивные элементы
объектива с относительным
отверстием $1:15$
(суммы Зейделя: $S_I = 33,7$;
 $S_{II} = -0,6$; $S_{III} = -0,09$;
 $S_{IV} = -0,13$; $S_V = 0,03$)

r	d	n_D
20,8	9,3	1,6130
32,1		1,6128
21,6	2,1	1,0
-21,6	2,1	1,6128
-32,1		1,6130
-20,8	9,3	

и его возможности оказались еще больше, чем у первого варианта: угол поля оказалось возможным довести до 100° и более при относительных отверстиях порядка $1:6-5,5$. Кроме того, вторая схема обладает серьезным преимуществом по сравнению с первой. В то время как у первой изображение диафрагмы передней (или задней) половинкой объектива из-за комы в зрачках меньше, чем полагалось бы по законам параксиальной оптики, у второй схемы оно больше [10, гл. VI], вследствие чего уменьшение освещенности от центра к краям изображения во втором случае значительно меньше. На краях поля получается выигрыш в четыре — шесть раз, что имеет ощутимое практическое значение для широкоугольного объек-

тива. Попытки усложнить первый вариант широкоугольных объективов заменяя две крайние линзы склеенными компонентами не привели к положительным результатам.

Иначе произошло со вторым вариантом. Постепенное его усложнение путем добавления линз привело к значительному увеличе-

нию относительного отверстия без уменьшения угла поля. В одном из последних объективов этого типа «Хологон» Бертеле число линз доходит до восьми, но при угле поля 90° и фокусном расстоянии 38 мм относительное отверстие достигает $1 : 2,8$.

Д. С. Волосовым был рассчитан в ГОИ еще более светосильный объектив ($1 : 2,5$) с тем же углом поля (рис. III.24).

Любопытно, что, излагая развитие этого типа объектива, Глацель, сотрудник фирмы «Цейсс» (Оберкохен), рассматривает его как производный от варианта триплета с отрицательными

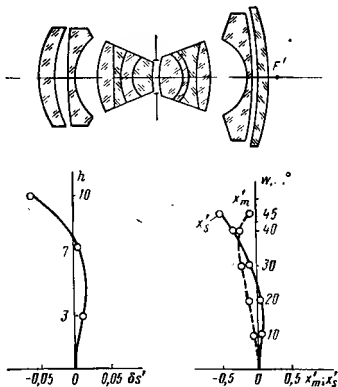


Рис. III.24

крайними линзами, причем средняя положительная линза разделилась на две соприкасающиеся полусферические, а крайние отрицательные линзы, удалившись от средней, расщепились каждая на два-три компонента менискового вида. Такое более чем искусственное описание процесса развития современных широкоугольных объективов находит объяснение в том, что при настоящем состоянии классификации фотографических объективов всегда возможно найти для каждого типа объектива множество источников — отправных систем; число промежуточных схем настолько велико, что из любой схемы объектива легко перейти к другой, произвольно удаленной, постепенным переходом из одной схемы к соседней.

Сложные широкоугольные объективы с большим относительным отверстием в настоящее время могут быть рассчитаны лишь с помощью автоматических и полуавтоматических программ на

ЭВМ. Имеется большой выбор отправных систем [21], из которых можно исходить, и большое число конструктивных элементов позволяет надеяться на дальнейшее улучшение этих систем, тем более что применение покрытий, устраняя блики и значительно уменьшая потери на отражение, дает возможность не ограничивать число компонентов.

11. СВЕРХШИРОКОУГОЛЬНЫЕ ОБЪЕКТИВЫ

Сверхширокоугольными объективами называют объективы, угол поля зрения которых приближается к 180° или превышает этот угол. Они предназначены для съемки неба, больших участков Земли вместе с полным горизонтом и т. д. Схема таких оптических систем была предложена Гиллем еще в начале XX в.

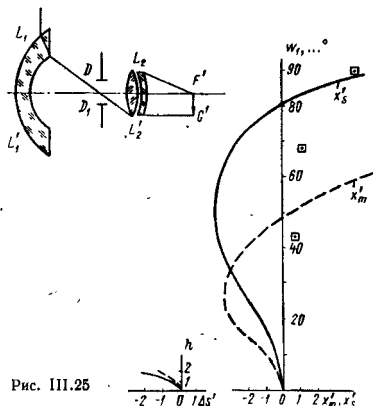


Рис. III.25

Они состоят из двух компонентов: первый в виде сильной отрицательной менiscoобразной линзы L_1L_1' больших размеров собирает наклонные пучки внутрь диафрагмы DD_1 , второй — положительный, компонент L_2L_2' изображает бесконечно удаленные объекты в фокальной плоскости всей системы G'_1F' . Благодаря менiscoобразной форме первой линзы пучки, образующие с осью угол 90° и даже больше, попадают в отверстие диафрагмы и сходятся в фокальной плоскости F'_1G' . Схема и aberrации объектива Гилля при $F = 100$ мм, относительном отверстии 1 : 22 и угле поля зрения 180° приведены на рис. III.25.

Дисторсия этого объектива не может быть охарактеризована обычным образом, так как она становится бесконечно большой

у краев поля. Определяя положение изображения его расстоянием l'_0 от оси, можно заметить, что в данном типе объектива с большой точностью соблюдается соотношение

$$l'_0 = f'w_1,$$

где w_1 выражено в радианах. Дисторсия характеризуется выражением $\frac{l' - f'w_1}{f'w_1}$. Развивая идею Гилля и усложняя второй компонент системы, Шульц [31] довел относительное отверстие объектива до 1 : 5,6, при этом сильно диафрагмированное поле зрения может достигать до 210°. Искажение для углов поля, превышающих 90° с каждой стороны от оптической оси, настолько большое, что распознавать снятые предметы затруднительно.

Несколько объективов с меньшим углом поля, но с лучшим исправлением аберрации рассчитано В. Н. Чурновским. Методика расчета объективов указанного типа ничем не отличается от обычной, применяемой для широкоугольной оптики.

Используя зеркала вместо отрицательного компонента, можно довести угол поля почти до 360°, при этом относительное отверстие доходит до 1 : 2 и даже больше, если применять сложный объектив в качестве второго компонента. Фокусное расстояние всей системы ничтожно мало по сравнению с ее длиной; кроме того, края поля зрения искажены до неузнаваемости и, в противоположность обычным широкоугольным объективам, передержаны; необходимы специальные затенители для уменьшения освещенности пластинок на краях поля. Центр поля закрыт вторым компонентом; кроме того, на снимке видны тяги, соединяющие зеркало с объективом. Максимальный угол поля определяется отношением радиуса кривизны большого зеркала к расстоянию между центром зеркала и центром диафрагмы.

Главная трудность расчета — исправление необычно большого значения астигматизма главных лучей после отражения от зеркала. Действительно, из формул Юнга для бесконечно тонкого астигматического пучка при бесконечно удаленном объекте имеет для величин t'_m и t'_s :

$$t'_s = \frac{r}{2 \cos i}; \quad t'_m = \frac{r \cos i}{2}; \quad t'_s - t'_m = \frac{r}{2} \frac{\sin^2 i}{\cos i},$$

где r — радиус сферы.

Для края поля угол падения i приближается к $\frac{\pi}{2}$ и $t'_m - t'_s$ к бесконечности. Даже при $i = 45^\circ$ астигматическая разность достигает $0,35r$, при $i = 60^\circ$ она равна $0,75r$; для компенсации этой быстро растущей разности нужно создать конструкцию второго компонента, обладающую такими же свойствами в обратном ходе.

Концентрическими называются оптические системы, состоящие из сферических (отражающих или преломляющих) поверхностей с общим центром кривизны. Теория концентрических систем с весьма общих позиций разработана М. Герцбергером [5]. В кандидатской диссертации Г. М. Попова (1963 г.) изучены абберационные свойства этих систем, методы их расчета и приведено большое число концентрических зеркально-линзовых систем.

Наиболее важное с точки зрения вычислителя оптических систем свойство концентрических систем заключается в том, что качество изображения, даваемое ими, одинаково по всему полю. Если изображение в центре удалось получить

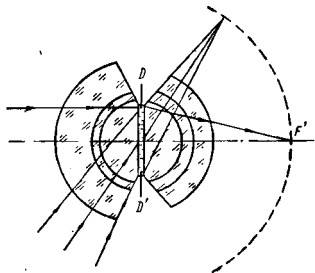


Рис. III.26

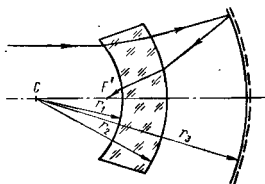


Рис. III.27

идеальным, оно остается таковым для любой точки поля. Кроме того, освещенность всех точек поля (по крайней мере до тех пор, пока отсутствует виньетирование) одинакова.

Расчет этих систем облегчается тем, что достаточно его выполнить для одной точки центра поля; вместе с тем связь радиусов с расстоянием от вершины поверхности до центра симметрии лишает почти полностью эти параметры способности исправлять aberrации системы, и основными, действенными параметрами становятся показатели преломления, но и последние не дают большого простора для изобретательства. Наибольший интерес представляют зеркально-линзовые концентрические системы. Приведем формулу, позволяющую с достаточно большой точностью рассчитать сферическую aberrацию концентрического мениска, у которого толщина мала по сравнению с радиусами кривизны:

$$u'_2 = h \left[\left(1 - \frac{1}{n} \right) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{h^2}{6} \left(\frac{1}{r_1^3} - \frac{1}{r_2^3} \right) \left(1 - \frac{1}{n^3} \right) + \right. \\ \left. + \frac{3}{40} h^4 \left(\frac{1}{r_1^5} - \frac{1}{r_2^5} \right) \left(1 - \frac{1}{n^5} \right) + \dots \right].$$

Вывод этой формулы основывается на определении угла u'_2 :
 $u'_2 = \arcsin u_1 + (\arcsin i'_1 - \arcsin i_1) + (\arcsin i'_2 - \arcsin i_2)$,

причем синусы углов преломления выражаются через h , r и n .

Приведенная формула может быть полезной для вычисления аберраций высших порядков, присущих менiscoобразным компенсаторам (например, в системах Максутава, Бауэра и др.).

Приведем схемы двух концентрических систем: одна линзовая ($f' = 100$, $1 : 3$, $2w = 120^\circ$), рассчитанная Д. С. Волосовым (рис. III.26); другая зеркально-линзовая ($f' = 50$, $1 : 0,6$, $2w = 40^\circ$, разработанная Г. М. Поповым для светосильного спектрографа (рис. III.27).

13. ТЕЛЕОБЪЕКТИВЫ

Общие сведения

Телеобъектив, как показывает его название, предназначен для съемки с большого расстояния. Но при этом он, как правило, входит в набор сменных объективов, принадлежащих определенной камере, поэтому его задний отрезок должен быть таким же, как задний отрезок остальных объективов набора, у которых фокусное расстояние значительно меньше. Кроме того, его продольные и поперечные размеры должны быть соизмеримы с размерами камеры; другими словами, его длина должна быть малой по сравнению с фокусным расстоянием, а поперечные размеры умеренными, т. е. относительное отверстие телеобъектива должно быть небольшим, что вытекает также из условия хорошего исправления аберраций.

Обозначим через s' задний отрезок телеобъектива, через f' — его фокусное расстояние и через d — его длину; телеувеличением Γ назовем отношение $\frac{f'}{s'}$, длиной телеобъектива L — сумму $d + s'$ и коэффициентом укорочения T — отношение $\frac{f'}{d + s'}$.

Все три перечисленные величины позволяют оценить, насколько телеобъектив, обладающий характеристиками s' , d и f' , отличается от обыкновенного объектива в смысле уменьшения габаритов. Чем больше телеувеличение Γ и коэффициент укорочения T и чем меньше длина L , тем выше эксплуатационные преимущества телеобъектива. Однако требования качества изображения ставят предел указанным величинам, в результате чего на практике коэффициент T не превышает значений 1,3—1,35, а Γ — значений 2—2,5. В тех случаях, когда объектив должен удовлетворять большим значениям T и Γ , приходится идти на уменьшение угла поля зрения и относительного отверстия.

Первые телеобъективы были получены из трубок биноклей Галилея путем небольшого раздвижения окуляра по отношению к объективу. Чем больше раздвижение, тем меньше фокусное расстояние всей системы.

Применение телеобъективов для фотографических целей было, по-видимому, впервые предложено Порро в 1856 г. Его предложение прошло незамеченным, и только в 1890 г. Штейнгель считал конструктивные элементы первого телеобъектива, но не опубликовал результатов своих вычислений.

Первые патенты на телеобъективы были получены одновременно и, вероятно, независимо Дюбоском, Мнтэ, Дальмейером [22] в 1891 г.

Дальнейшее развитие конструкции телеобъективов, появление которых вызвало большой интерес, пошло по пути медленного и не очень систематического улучшения этих систем. Очень скоро убедились в том, что телефотоувеличение объективов не может превысить значений 2—3; последнее число является в сущности уже пределом современных возможностей; большие увеличения приводят к плохому качеству изображений.

Первые попытки рассчитывать телеобъективы с переменным увеличением не увенчались успехом, так как удовлетворительное качество изображения у таких систем может быть получено только при одном определенном увеличении, а при остальных появляются значительные аберрации. В начале 1900-х годов все фирмы перешли уже к расчету и изготовлению телеобъективов с постоянным увеличением, причем последнее не превышает трех, а чаще всего равно двум. Как исключение из общего правила, выделяется система «Адон» Дальмейера, представляющая собой трубку Галля с увеличением 3; система применяется как насадка к любому фотообъективу и увеличивает его фокусное расстояние в три раза. В дальнейшем эта система была несколько изменена и превратилась в самостоятельный телеобъектив.

Последующие 30 лет внесли мало нового в конструкцию телеобъективов, которая всегда состоит из двух компонентов: положительного и отрицательного; почти во всех случаях каждый компонент состоит из двух, иногда трех склеенных линз. Применялись всевозможные комбинации и расстановки линз при разнообразных отношениях между фокусными расстояниями компонентов из различных марок стекол. Обзоры наиболее интересных типов телеобъективов имеются в литературе [21].

Приводим в качестве примера объектив «Магнар», выпускавшийся фирмой «Цейс» в начале нашего столетия; он отличается большим телеувеличением (3) при относительном отверстии 1 : 10 и заметным переисправлением меридиональной кривизны (рис. III.28).

В качестве курьеза можно указать на телеобъектив Шнейдера с относительным отверстием 1 : 2,9 и телефотоувеличением 3,23, длина которого составляет 0,55 его фокусного расстояния, в то время как растяжение камеры равно 0,31f. Таким образом, объектив длиннее камеры почти в два раза. Ясно, что принять для него телефотоувеличение, указанное фирмой, можно только весьма условно.

К перечисленным типам телеобъективов нужно добавить еще составные, т. е. такие, у которых первый компонент — обыкновенный объектив, обычно хороший анастигмат с большим относительным отверстием $1:3,5$ — $1:4,5$, а второй — так называемый теленегатив, или отрицательная трубка, т. е. специально рассчитанная отрицательная линза, более или менее исправленная в отношении сферической, хроматической аберраций и астигматизма. Однако такие составные системы обладают всегда большой кривизной поля и дисторсией, так что для серьезных работ ими пользоваться нельзя.

Стремление довести светосилу телеобъективов до уровня обычных фотообъективов привело к дальнейшему усложнению

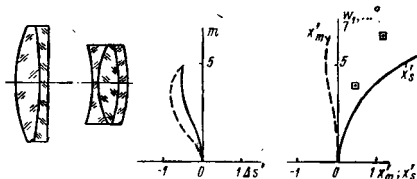


Рис. III.28

их конструкции; так, у «Теледннара» Фохтлендера отрицательный компонент состоит из двух частей, разделенных воздушным промежутком; телефотообъектив Кука с относительным отверстием $1:3,5$ имеет в качестве положительного компонента сложный объектив так называемого гауссова типа.

Дальнейшее увеличение относительных отверстий у телеобъективов различных систем затрудняется возрастанием их объема и массы. Например, телеобъектив для обычных камер 9×12 с растяжением около 15 см имеет фокусное расстояние 30—40 см; при относительном отверстии $1:3,5$ его диаметр достигает 10 см, длина такого же порядка, масса доходит до килограмма и больше. Для таких объективов должны быть предусмотрены специальные камеры. Наибольшее применение светосильные телеобъективы получили в кинематографии, так как при большом объеме и массе металлических киносъёмочных камер объем и масса телеобъектива не являются затруднением или осложнением.

Поле зрения большинства телеобъективов с телеувеличением 2 не превышает 30° ; при увеличении 3 оно равно 15 — 20° . Как общее правило, поле зрения $2w_1$ телеобъектива обратно пропорционально его телефотоувеличению Γ и может быть приближенно представлено формулой

$$\operatorname{tg} w_1 = \frac{\operatorname{tg} 30^\circ}{\Gamma}. \quad (\text{III.30})$$

Предположим, что оба компонента телеобъектива можно считать бесконечно тонкими. Примем фокусное расстояние телеобъектива за единицу. Оптические силы первого и второго компонентов обозначим через φ_1 и φ_2 ; расстояние от второго компонента до фокуса — через $\gamma = \frac{1}{\Gamma}$, где Γ , как и раньше, телефотоувеличение; расстояние между компонентами — через d .

Уравнение масштаба, т. е. условие, что фокусное расстояние всей системы равно единице, дает

$$\varphi_1 + \varphi_2 - d\varphi_1\varphi_2 = 1. \quad (\text{III.31})$$

Применяя обычную формулу бесконечно тонкой линзы ко второму компоненту, находим

$$\frac{1}{\gamma} - \frac{\varphi_1}{1 - d\varphi_1} = \varphi_2;$$

отсюда, приняв во внимание уравнение (III.31), получаем

$$\gamma = 1 - d\varphi_1. \quad (\text{III.32})$$

Исключая d из обоих уравнений, приходим к соотношению

$$\varphi_2\gamma + \varphi_1 = 1. \quad (\text{III.33})$$

Пределы величины d определяются исходя из следующих соображений. Во-первых, нельзя допустить, чтобы d было больше, чем $\frac{1}{\gamma}$, так как в этом случае телеобъектив превратился бы фактически в обыкновенный объектив, удаленный от передней стенки камеры при помощи удлиняющего тубуса. Во-вторых, нельзя брать величину d малой, так как из уравнения (III.32) следует, что

$$\varphi_1 = \frac{1 - \gamma}{d}, \quad (\text{III.34})$$

т. е. что малому d соответствуют большие значения φ_1 ; это затруднило бы исправление аберраций системы. Таким образом, расстояние между компонентами d должно быть около половины величины γ ; при $\Gamma = 2$ $d = \frac{1}{4}$; при $\Gamma = 3$ $d = \frac{1}{6}$.

Если на основании изложенного рассматривать d как функцию от Γ , то задача определения фокусных расстояний компонентов сводится к решению двух уравнений (III.32) и (III.33) относительно φ_1 и φ_2 при заданном Γ при условии, что $d = \frac{1}{2\Gamma}$.

Решение дает:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= 2(\Gamma - 1); \\ \varphi_2 &= (3 - 2\Gamma)\Gamma. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.35})$$

Например, при $\Gamma = 2$ $\varphi_1 = 2$, $\varphi_2 = -2$; при $\Gamma = 3$ $\varphi_1 = 4$, $\varphi_2 = -9$.

Так как конструкция телеобъективов по большей части очень проста, то при их расчете особенно удобно применять зейделеву теорию аббераций 3-го порядка; именно в этом частном случае толщины компонентов малы по сравнению с фокусным расстоянием всей системы и формулы получают сравнительно простой вид; отступления от этого предположения практически настолько малы, что ими можно пренебречь.

Имея результаты, полученные на основании теории аббераций 3-го порядка, и пользуясь ранее сообщенными сведениями относительно двухлинзовых и трехлинзовых склеенных и несклеенных объективов, нетрудно получить исчерпывающую картину тех возможностей, которые могут дать наиболее распространенные типы телеобъективов в отношении увеличения, светосилы, габаритов и качества изображения.

Считая компоненты телеобъектива бесконечно тонкими, применим для ориентировочного расчета формулы из [10, гл. III]; для конечного числа бесконечно тонких компонентов, полагая число компонентов равным двум, получим:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= h_1 P_1 + h_2 P_2; \quad S_{II} = y_1 P_1 + \bar{W}_1 + y_2 P_2 + W_2; \\ S_{III} &= \frac{y_1^2}{h_1} P_1 + 2 \frac{y_1}{h_1} W_1 + \Phi_1 + \frac{y_2^2}{h_2} P_2 + 2 \frac{y_2}{h_2} W_2 + \Phi_2; \\ S_{IV} &= \Phi_1 \pi_1 + \Phi_2 \pi_2; \\ S_V &= \frac{y_1^3}{h_1^2} P_1 + 3 \frac{y_1^2}{h_1^2} W_1 + \frac{y_1 \Phi_1}{h_1} (3 + \pi_1) + \frac{y_2^3}{h_2^2} P_2 + \\ &\quad + 3 \frac{y_2^2}{h_2^2} W_2 + \frac{y_2 \Phi_2}{h_2} (3 + \pi_2). \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.36})$$

Эти формулы могут быть упрощены на основании следующих соображений.

Коэффициенты $S_I, \dots, S_V$ обладают тем свойством, что если $S_I = S_{II} = \dots = S_t = 0$, то S_{t+1} не зависит от положения входного зрачка. В данном случае условие резкости изображения выражается как раз в том, что величины $S_I, \dots, S_{IV}$ должны быть близкими к нулю и указанное значение может быть использовано. Наибольшее упрощение формул (III.36) получается, если принять, что $y_1 = 0$. Обозначая через d расстояние между компонентами, выраженное в долях фокусного расстояния всей системы, и принимая, что угол между вторым вспомогательным лучом и осью в пространстве предметов равен единице, имеем (рис. III.29)

$$y_2 = -d; \quad (\text{III.37})$$

при этом предположении входной зрачок совпадает с первой линзой объектива. В дальнейшем можно выбрать другое положение для зрачка не меняя практически оптических свойств объектива.

Полагая π постоянным и равным 0,7, что довольно хорошо оправдывается у компонентов телеобъективов, получаем для условия Пецваля $S_{IV} = 0$ выражение

$$S_{IV} = \varphi_1 \pi_1 + \varphi_2 \pi_2 = 0,7 (\varphi_1 + \varphi_2) = 0. \quad (\text{III.38})$$

Таким образом, условие исправления кривизны приводится к уравнению

$$\varphi_1 + \varphi_2 = 0. \quad (\text{III.39})$$

Рассматривая это уравнение вместе с системой (III.35), получаем для Γ условие

$$2(\Gamma - 1) + \Gamma(3 - 2\Gamma) = 0. \quad (\text{III.40})$$

Это уравнение имеет корни $1/2$ и 2. Первый из них не представляет интереса, второй — соответствует телефотоувеличению 2.

Таким образом, условие Пецваля ($S_{IV} = 0$) приводит к тому, что телеувеличение объектива должно быть близко к двум. При увеличении больших двух изображении уже не может быть плоским; плоское изображение может быть получено только за счет значительного усложнения конструкции системы или большого уменьшения ее светосилы. Поэтому все изготавливаемые телеобъективы, по данным каталогов, имеют увеличение около двух и только в редких случаях оно доходит до трех.

Исправление остальных aberrаций, за исключением дисторсии, не представляет особых затруднений. В распоряжении вычислителя имеются четыре неизвестных: P_1, W_1, P_2, W_2 ; исправлению подлежат также четыре aberrации: сферическая aberrация, кома, астигматизм и дисторсия; кривизна поля, как было изложено выше, исправляется автоматически при увеличении Γ , равном двум, а при остальных значениях Γ не может быть исправлена.

Подставляя в выражение (III.36) вместо h_1, h_2, y_1, y_2 их значения

$$h_1 = 1; \quad h_2 = \gamma; \quad y_1 = 0; \quad y_2 = -d = \frac{\gamma}{2}, \quad (\text{III.41})$$

заменяя величины π их численными значениями 0,7 и приравнявая нулю или заданным числам суммы, получаем систему четырех уравнений с четырьмя неизвестными.

В качестве примера возьмем следующие значения величин: $\Gamma = 2$; $h_2 = 1/2$; $y_2 = -d = -1/4$; $\varphi_1 = 2$; $\varphi_2 = -2$, что соответствует наиболее часто применяемому типу телеобъективов, и приравняем суммы нулю:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= P_1 + 0,5P_2 = 0; \quad S_{II} = W_1 - 0,25P_2 + W_2 = 0; \\ S_{III} &= \frac{1}{8}P_2 - W_2 = 0; \quad S_V = -\frac{1}{16}P_2 + \frac{3}{4}W_2 + 3,7 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.42})$$

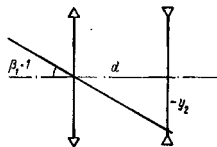


Рис. III.29

Решая эту систему относительно P_1, W_1, P_2, W_2 , получаем:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= 60; P_2 = -120; \\ W_1 &= -15; W_2 = -15. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.43})$$

Имея значения P и W , вычисляем основные параметры компонентов P_1, W_1, P_2, W_2 , не зависящие от положения компонента в системе, при помощи формул (III.25) из [10]:

$$\left. \begin{aligned} P_i &= \frac{1}{(\alpha'_i - \alpha_i)^3} \{ P_i - 4\alpha_i W_i + \alpha_i (\alpha'_i - \alpha_i) \times \\ &\quad \times [(4 + 2\pi_i) \alpha_i + \alpha'_i] \}; \\ W_i &= \frac{1}{(\alpha'_i - \alpha_i)^2} [W_i - \alpha_i (\alpha'_i - \alpha_i) (2 + \pi_i)]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.44})$$

В этих формулах нужно принять, что

$$\alpha_1 = 0; \alpha'_1 = \alpha_2 = \varphi_1; \alpha'_2 = 1; \pi_i = 0,7.$$

Найдя величины P_1, W_1, P_2, W_2 , разыскиваем с помощью табл. 1.5 и 1.6 наиболее подходящие марки стекол и определяем все конструктивные элементы компонентов объектива; при этом необходимо принять во внимание условия уничтожения хроматических aberrаций положения и увеличений, которые, как известно, приводят к тому, что каждый компонент должен быть ахроматизован.

Продолжая вычисления для рассматриваемого частного случая, получаем из выражений (III.44) следующие:

$$\left. \begin{aligned} P_2 &= -(P_2 - 8W_2 - 23,6) = 23,6; \\ W_2 &= W_2 + 2 \cdot 2,7 = -9,6; \\ P_1 &= -\frac{P_1}{8} = 7,5; W_1 = -\frac{W_1}{4} = -3,7. \end{aligned} \right\}$$

Основные параметры P и W здесь очень велики по абсолютному значению, особенно для отрицательного компонента; как было показано в гл. I, большим значениям величины W соответствует появление больших aberrаций высших порядков. Формула

$$P_{\min} = P - 0,85 (W - 0,15)^2$$

дает для $P_{\min}$ значение -60 ; это приводит к совершенно необычным маркам стекол и большим оптическим силам φ , а следовательно, к большим кривизнам и малым относительным отверстиям.

Нетрудно убедиться в том, что причина получения таких больших абсолютных значений P и W кроется в свободном члене последнего из уравнений системы (III.42), т. е. в соблюдении условия дисторсин. Достаточно дать пятой сумме S_v значение

от 2,5 до 4, чтобы численные значения P_1 , P_2 , W_1 и W_2 стали близкими к нулю и телеобъектив мог быть достаточно светосильным при простой конструкции с применением обычных марок стекол; этот результат достигается ценой того, что дисторсия объектива остается значительной.

Например, при $S_V = 3$ согласно формуле

$$\delta g' = -\frac{f'}{2} \lg^2 w_1 S_V$$

получаем для угла $w_1 = 15^\circ$ (край поля зрения)

$$\delta g' = -\frac{1}{40} f',$$

а в процентах

$$-\frac{100\delta g'}{f' \lg w_1} = \frac{100}{2} \lg^2 w_1 S_V = 10.$$

Дисторсия может быть еще уменьшена путем приближения компонентов, т. е. уменьшения d_1 , а следовательно, и y_2 . Но при этом значительно возрастают значения φ_1 и φ_2 и вместе с тем теряется светосила.



Рис. III.30

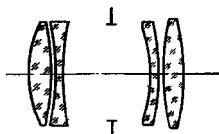


Рис. III.31

В большинстве телеобъективов, изготавливаемых различными фирмами, дисторсия для угла $w_1 = 15^\circ$ колеблется от 3 до 6%.

Исправление дисторсии оказывается сравнительно легко осуществимым в длиннофокусных системах со средним телеувеличением, так как они обладают малым относительным отверстием (ограниченными допустимыми габаритами и массой объектива), а это позволяет придавать компонентам более высокие значения основных параметров P и W и, следовательно, легче удовлетворить условию исправления дисторсии.

К телеобъективам, исправленным в отношении дисторсии, можно отнести телеобъектив Кука «Телефото» с относительным отверстием $1:3,5$, обладающий довольно сложной конструкцией (рис. III.30), объектив Ли [29], несколько более светосильный, и объектив «Теликон» Цейсса (рис. III.31), у которого при относительном отверстии $1:6,5-1:7$ и угле поля $2w_1 = 30^\circ$ дисторсия исправлена. В этом объективе $\varphi_1 = 1,66$; $L = 0,78$; $s' = 0,40$.

Телеобъективы с большим увеличением

В некоторых случаях было бы важно и удобно иметь телеобъективы, обладающие большим телеувеличением, порядка 4 и больше. Выше отмечалось, что расчет телеобъектива с таким значительным увеличением связан с большими затруднениями. Во-первых, кривизна поля, причиной которой является главным образом, отрицательный компонент, в этом случае весьма трудно исправить; во-вторых очень трудно устранить дисторсию, так как S_V растет пропорционально телеувеличению.

Кроме того, имеются и другие источники затруднений, появление которых легко может быть выяснено, если принять во внимание, что телеобъектив с большим телеувеличением в сущности весьма мало отличается от трубы Галилея с тем же увеличением. Например, при $\Gamma = 5$ и $d = 0,1$ получаем для обоих ϕ следующие значения:

$$\phi_1 = 8; \phi_2 = -35.$$

Полагая $f' = 500$ мм, получаем для фокусных расстояний первого и второго компонентов 62,5 и -14,3 мм. Расстояние между ними 50 мм. Эта система отличается от трубы Галилея с увеличением 4,4 только тем, что для трубы при тех же фокусных расстояниях объектива и окуляра расстояние между ними было бы 48,3 мм вместо 50, т. е. короче на 1,7 мм.

Таким образом, телеобъективы при больших Γ состоят из очень короткофокусного положительного объектива и еще более короткофокусного отрицательного компонента, цель которого увеличить, и в довольно большой степени, изображение, даваемое объективом; в приведенном примере увеличение равно восьми. При этом все остаточные aberrации положительного компонента, т. е. продольная сферическая aberrация высших порядков и вторичный спектр, переходят в плоскость изображения всей системы увеличенными в ϕ_1^2 раз, т. е. в 64 раза в нашем примере.

Если сравнить вторичный спектр, т. е. остаточную хроматическую aberrацию положения, у двух объективов с одним и тем же фокусным расстоянием, из которых первый имеет нормальную конструкцию, а второй представляет собой телеобъектив, то у телеобъектива вторичный спектр в ϕ_1 раз больше, чем у первого объектива.

Со сферической aberrацией дело обстоит еще хуже, так как положительный компонент вследствие своего короткого фокусного расстояния при одинаковой светосиле двух объективов имеет гораздо большее относительное отверстие, а следовательно, и большую остаточную сферическую aberrацию, причем эта aberrация еще увеличивается отрицательным компонентом.

Серьезное затруднение, задерживающее дальнейшее развитие телеобъектива, — искривление поля — может быть отчасти преодолено усложнением отрицательного компонента и переходом к типу тройной линзы с воздушными промежутками,

напоминающей триплет Кука, но обратного действия, т. е. к отрицательной оптической системе, удовлетворяющей в отдельности условию Пецваля.

Одновременное устранение кривизны и дисторсии требует применения приемов, изложенных в гл. VIII. Для получения больших значений величин Γ и T необходимо добиваться значений π_1 возможно больших, а π_2 , наоборот, малых, близких к нулю, что определяет выбор стекол и конструкции компонентов. Однако даже эти приемы не позволяют идти особенно далеко в направлении больших Γ и T .

Условие уменьшения вторичного спектра требует применения специальных марок стекла, о которых подробно см. гл. I и VIII. Однако из-за малой разности коэффициентов дисперсии ν этих марок оптические силы линз, входящих в состав первого компонента, велики, и поэтому возникают большие aberrации высших порядков, если не идти на увеличение числа линз.

Борьба с aberrациями высших порядков может вестись только либо усложнением конструкции, либо применением стекол с большими коэффициентами преломления; более радикальным, но пока еще малореальным, способом является применение асферических поверхностей.

Что же касается вторичного спектра, то единственным способом воздействия на эту aberrацию является применение специальных марок стекол. В настоящее время так называемые флииты с уменьшенной дисперсией в коротковолновой области спектра в комбинации с другими обычными марками стекол до некоторой степени решают вопрос, но остается ряд еще не решенных задач.

В книге Д. С. Волосова [3] дан ряд полезных формул для расчета телеобъективов из бесконечно тонких компонентов применительно к методу разделения переменных. Приводим некоторые из этих формул:

1) для величин d , s' и T как функций от π_1 , π_2 , φ_1 и S_{IV} :

$$d = \frac{(\pi_2 - \pi_1) \varphi_1 + S_{IV} - \pi_2}{\pi_1 (S_{IV} - \pi_1 \varphi_1)}; \quad s' = \frac{\pi_2 (1 - \varphi_1)}{S_{IV} - \pi_1 \varphi_1};$$

$$T = \frac{\varphi_1 (S_{IV} - \pi_1 \varphi_1)}{(S_{IV} - \pi_1 \varphi_1) - (1 - \varphi_1)^2 \pi_2};$$

2) для определения P_1 и W_1 из условий $S_{III} = S_V = 0$; $\pi_1 = \pi_2 = \pi$:

$$P_1 = 2(3 + \pi)(\varphi_1 - 1)^2; \quad W_1 = -(3 + \pi)\varphi_1 - 1;$$

3) для определения P_2 и W_2 из условий $S_I = S_{II} = 0$:

$$W_2 = \frac{\varphi_1}{\varphi_1 - 1} [(2 + \pi) - (3 + \pi)\varphi_1];$$

$$P_2 = \frac{2(3 + \pi)(\varphi_1 - 2)\varphi_1^2 + [2(2 + \pi)\varphi_1 + 1]\varphi_1}{(\varphi_1 - 1)^2}.$$

Разработанный Д. С. Волосовым объектив «Таир» обеспечивает хорошее качество изображения при небольших, порядка $5-15^\circ$, углах поля и простой конструкции. Решение этой задачи связано со значительными трудностями, несмотря на кажущуюся простоту. Объективы зрительных труб хороши для полей порядка $1-3^\circ$; большое значение третьей и четвертой сумм не позволяет увеличить поле при нормальных для фотообъективов относительных отверстиях $1:2,5-1:5$. Фотографические объективы до-

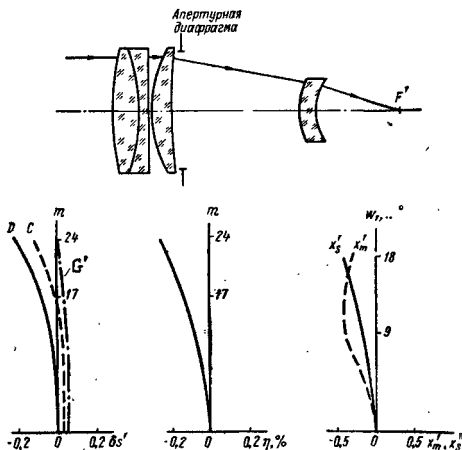


Рис. III.32

статочно простой конструкции обладают большей сферической aberrацией, чем объективы зрительных труб, при том же относительном отверстии, и качество изображений вблизи от оси оставляет желать лучшего. В то время как у объективов зрительных труб абберационный кружок на оси обычно не превышает нескольких тысячных миллиметра, он достигает нескольких сотых у «Тессаров», триплетов и т. д. при тех же фокусных расстояниях и апертурных углах.

«Таир» является чем-то средним между объективом зрительной трубы и телеобъективом. Как и телеобъектив, он состоит из двух компонентов, но назначение второго компонента не в том, чтобы сократить общую длину, а лишь в уменьшении третьей и четвертой сумм; этой цели достигает мениск достаточно большой толщины и небольшой отрицательной силы. Комбинируя его

надлежащим образом с измененным объективом (изменения небольшие и легко могут быть введены ЭВМ или применением метода основных параметров), можно исправить астигматизм и кривизну всей системы. Угол поля ее обычно не превышает указанных выше границ вследствие значительной кривизны поверхностей менска.

На рис. III.32 приведены схема объектива «Таир-9» и графики aberrаций при $f' = 135$; $1 : 2,8$, $2\omega = 18^\circ$.

14. ОБЪЕКТИВЫ С ПЕРЕМЕННЫМ ФОКУСНЫМ РАССТОЯНИЕМ ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Первые довоенные объективы с переменным фокусным расстоянием завоевали всеобщее признание, и в настоящее время ни одна камера для киносъемки или черно-белого и цветного телевидения не обходится без такого объектива, причем требования к диапазону изменения масштаба и к качеству изображения постепенно растут. Даже значительные габариты и масса этих объективов не отпугивают потребителей от работы с ними. Неудивительно поэтому, что некоторые солидные фирмы занялись их разработкой и достигли замечательных успехов: при 10—15-кратном диапазоне фокусных расстояний удалось получить по всему диапазону качество, мало отличающееся от того, каким обладают хорошие объективы с постоянным фокусным расстоянием. При этом габариты объектива (длина) немногим больше, а иногда и меньше, чем наибольшее фокусное расстояние.

Расчет фотографического объектива с переменным фокусным расстоянием разделяется на три части:

1) габаритный расчет, цель которого — определение числа и расположения компонентов, их оптических сил и выяснение закона передвижения компонентов;

2) абберационный расчет, т. е. определение конструктивных элементов всех компонентов с целью получить наилучшее возможное качество изображения по всему диапазону фокусных расстояний;

3) окончательная доводка системы, уточнение закона взаимного перемещения компонентов, точное определение критериев качества изображения.

Габаритный расчет объектива с переменным фокусным расстоянием является наиболее ответственным среди большинства других групп фотографических объективов. От него зависят:

1) внешние размеры объектива — длина, диаметр и т. д., а также перепад фокусных расстояний;

2) механизмы, передвигающие компоненты, допустимые отклонения и технология изготовления механизмов;

3) коррекционные возможности объектива, так как от выбора оптических сил компонентов системы и взаимного их расположения зависят основные параметры P и W , а от них — большая или меньшая простота конструкции отдельных компонентов.

Габаритным расчетом панкратических систем, т. е. систем, образующих изображение неподвижной плоскости на неподвижной же плоскости с переменным увеличением посредством передвижения двух или более компонентов, начали заниматься еще в 20-х годах нашего столетия. Когда с несомненностью выяснились преимущества зрительных труб с плавно меняющимся увеличением при наблюдениях за быстро движущимися объектами, Дюнуайэ [23] показал, что двухкомпонентные панкратические узлы с постоянным расстоянием между плоскостями предметов и изображений обладают рядом любопытных свойств. При надлежащем выборе оптических сил компонентов они в состоянии давать значительные перепады увеличений, доходящих в параксиальной области (без учета коррекционных условий) до бесконечности. Практически возможны перепады до $20-40\times$ в зависимости от характеристик системы. Видимо, это свойство панкратических элементов из двух компонентов привело к тому, что они стали основой большинства схем переменного увеличения, применяемых в фотографических объективах для кино съемки и телевидения; как оказалось позже, такая схема хорошо поддается исправлению аберраций в широком диапазоне, по крайней мере, до перепада $20\times$.

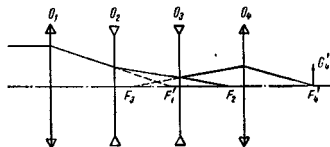


Рис. III.33

В отличие от подзорных труб фотографические объективы, в том числе и с переменным фокусным расстоянием, дают перевернутые изображения, так что панкратический узел работает по иной схеме, давая положительные увеличения. В оборачивающих системах Дюнуайэ оба компонента положительны; в фотообъективах переменный узел состоит обычно из двух отрицательных линз или из одной положительной и одной отрицательной и они образуют прямое, мнимое изображение объекта. Необходимо еще впереди панкратического элемента ставить объектив, создающий изображение далеких объектов в плоскости предметов панкратического узла, за которым помещают дополнительный положительный неподвижный компонент, перебрасывающий мнимую картину на светочувствительный слой приемника. Таким образом, естественная схема объектива переменного фокусного расстояния представляется следующим образом (рис. III.33). Объектив O_1 образует в своем фокусе F_1 изображение бесконечно удаленного объекта; панкратическая система O_2O_3 изображает F_1 в F_3 , а последний компонент O_4 перебрасывает F_3 на приемник $F_4'G_4'$.

Многообразие возможностей как в отношении габаритов (в параксиальной области), так и в смысле коррекции аберраций в панкратическом узле очень велико. Оно обусловливается тремя

независимыми постоянными: Φ_1, Φ_2 — оптическими силами компонентов 1 и 2 — и расстоянием l от плоскости предметов до плоскости изображений. Для каждой комбинации этих трех величин при заданном линейном увеличении β можно вычислить две группы (поскольку уравнение, связывающее β с координатами компонентов, квадратное) значений координат. Кроме того, нижний уровень линейного увеличения $\beta_{\min}$ тоже произволен в довольно широкой области, так как изменение минимального значения может быть компенсировано изменением произведения $f_1\beta_4$, где f_1 — фокусное расстояние первого компонента; β_4 — линейное увеличение четвертого компонента. К этому вопросу мы вернемся ниже.

Габаритный расчет пакиратической системы из двух компонентов

Формула, связывающая межкомпонентное расстояние d с линейным увеличением β при известных фокусных расстояниях f_1 и f_2 (имеются в виду задние фокусные расстояния) и расстоянием l между предметом и изображением, может быть получена из формулы

$$d = \frac{1}{2} \left[l \pm \sqrt{l^2 - 4f_1f_2 \frac{(\beta-1)^2}{\beta} - 4l(f_1 + f_2)} \right]. \quad (\text{III.45})$$

Величины s и s' — расстояния от первого компонента до плоскости объектов и от второго компонента до плоскости изображения — могут быть написаны в виде:

$$s = f_1 \frac{d - l + (1 - \beta)f_2}{\beta f_2 + f_1}; \quad s' = f_2 \frac{\beta(l - d) + (1 - \beta)f_1}{\beta f_2 + f_1}.$$

Для контроля служит формула

$$s' = l + s - d.$$

Для того чтобы при заданной комбинации значений конструктивных элементов f_1, f_2 и l существовало решение для какого-то определенного диапазона значений линейного увеличения β , необходимо, чтобы подкоренное выражение

$$\Delta = l^2 - 4f_1f_2 \frac{(\beta-1)^2}{\beta} - 4l(f_1 + f_2)$$

было положительным.

Граница области решений для величины β определяется условием $\Delta = 0$, или

$$\frac{(\beta-1)^2}{\beta} = -l \left(\Phi_1 + \Phi_2 - \frac{l}{4} \Phi_1 \Phi_2 \right), \quad (\text{III.46})$$

где $\varphi_1 = \frac{1}{f_1}$; $\varphi_2 = \frac{1}{f_2}$. Отметим, что если β_0 — решение уравнения (III.46), то $\frac{1}{\beta_0}$ является решением уравнения (III.45), так как

$$\frac{(\beta - 1)^2}{\beta} = 2 - \beta - \frac{1}{\beta}.$$

Ниже приведены значения функции от β : $F(\beta) = \frac{(\beta - 1)^2}{\beta}$, с помощью которых упрощается определение пограничных значений β и $\frac{1}{\beta}$.

β	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5	6	7	8	9	10
$F(\beta)$	0	0,167	0,5	0,9	1,33	1,78	2,25	2,72	3,2	4,17	5,14	6,12	7,11	8,1

С помощью формулы (III.46) и приведенных значений $F(\beta)$ легко выяснить пределы изменения β и $\frac{1}{\beta}$, соответствующие определенной комбинации значений величин φ_1 , φ_2 и l . Найдя пределы, надо определить, для какой области, внешней или внутренней, подкоренное выражение Δ оказывается положительным.

Особый интерес представляет частный случай $l = 0$, когда плоскость объективов и ее изображение совпадают. Правая часть уравнения (III.46) равна нулю, а нижний предел величины β равен единице. При $l = 0$ подкоренное выражение Δ принимает вид

$$\Delta = -4f_1f_2 \frac{(\beta - 1)^2}{\beta}.$$

Оно положительно, если:

$$f_1f_2 < 0, \beta > 0; f_1f_2 > 0, \beta < 0.$$

При этом абсолютные значения β могут быть любые, т. е. от 0 до $+\infty$ при $f_1f_2 < 0$ и от 0 до $-\infty$ при $f_1f_2 > 0$. Поскольку $l = 0$, из двух корней для величины d всегда один имеет знак плюс. Таким образом, если увеличения β должны быть положительными, надо дать оптическим силам φ_1 и φ_2 противоположные знаки; если β должны быть отрицательными, знаки φ_1 и φ_2 должны совпасть. Величина d как функция от β меняется плавно. Однако координаты s и s' могут обращаться в бесконечность в случае, если $\beta = -\frac{f_1}{f_2}$, так как знаменатель формул для s и s' переходит через нуль. Это обстоятельство ставит границу диапазону изменений увеличения β .

Таблица III.12

Значения s , s' , d для ряда комбинаций значений f_1 , f_2 и l

f_1	f_2	β	s	s'	d
$l = 0$					
1	0,5	-1	4,8	3,4	1,4
		-4	-4,8	-6,0	1,8
		-8	-2,3	-4,5	2,3
		-12	-1,8	-4,5	2,9
		-16	-1,8	-4,6	3,0
		-20	-1,5	-4,9	3,3
1	0,75	-1	12,9	11,2	1,7
		-4	-3,0	-5,1	2,2
		-8	-1,9	-4,7	2,8
		-12	-1,6	-4,9	3,3
		-16	-1,5	-5,2	3,7
		-20	-1,4	-5,5	4,1
1	2,0	-1	-6,8	-9,7	2,8
		-4	-1,9	-5,5	3,5
		-8	-1,5	-6,0	4,5
		-12	-1,4	-6,7	5,3
		-16	-1,3	-7,3	6,0
		-20	-1,2	-7,9	6,6
1	4,0	-1	-4,0	-8,0	4,0
		-4	-1,7	-6,7	5,0
		-8	-1,4	-7,7	6,4
		-12	-1,2	-8,8	7,5
		-16	-1,2	-9,7	8,5
		-20	-1,2	-10,6	9,4
1	6,0	-1	-3,4	-8,3	4,9
		-4	-1,6	-7,7	6,1
		-8	0,8	-1,5	2,3
		-12	0,8	-1,9	2,7
		-16	0,8	-2,2	3,0
		-20	0,8	-2,5	3,3
1	0,75	-1	0,9	-0,8	1,7
		-4	0,8	-1,4	2,2
		-8	0,8	-2,0	2,8
		-12	0,8	-2,4	3,3
		-16	0,8	-2,9	3,7
		-20	0,8	-3,2	4,1
-1	-1,0	-1	—	—	—
		-4	0,8	-1,7	2,5
		-8	0,8	-2,4	3,2
		-12	0,8	-2,9	3,8
		-16	0,9	-3,4	4,3
		-20	0,9	-3,8	4,7

f_1	f_2	β	s	s'	d
1	-0,75	-8	-1,3	-8,1	7,8
		-12	-1,2	-9,5	9,3
		-16	-1,2	-10,8	10,6
		-20	-1,1	-11,9	11,7
		1	-2,0	-1,5	0,5
		4	-1,5	-2,3	1,8
		8	-1,4	-3,0	2,6
		12	-1,3	-3,6	3,3
		16	-1,3	-4,0	3,7
		20	-1,2	-4,4	4,2
1	-2,0	1	-0,6	-1,2	1,6
		4	-1,1	-3,0	2,9
		8	-1,1	-4,3	4,2
		12	-1,1	-5,3	5,1
		16	-1,1	-6,0	5,9
		20	-1,1	-6,7	6,6
1	-4,0	1	-0,4	-1,7	2,3
		4	-1,0	-4,0	4,0
		8	-1,0	-5,8	5,8
		12	-1,1	-7,2	7,1
		16	-1,1	-8,3	8,2
		20	-1,1	-8,3	9,2
-1	0,5	1	0,7	0,4	1,4
		4	0,6	-0,2	1,9
		8	0,7	-0,8	2,5
		12	0,7	-0,2	2,9
		16	0,7	-1,5	3,3
		20	0,8	-1,9	3,6
-1	0,75	1	0,8	0,6	1,2
		4	0,6	-0,3	2,0
		8	0,7	-1,1	2,8
		12	0,7	-1,6	3,3
		16	0,8	-2,1	3,8
		20	0,8	-2,5	4,2
-1	-0,5	-1	0,9	-0,6	2,4
		-4	0,8	-0,9	2,7
		-8	0,8	-1,3	3,1
		-12	0,8	-1,7	3,5
		-16	0,8	-2,0	3,8
		-20	0,8	-2,2	4,1
-1	-0,75	-1	0,9	-0,8	2,7
		-4	0,8	-1,3	3,1
		-8	0,8	-1,8	3,6
		-12	0,8	-2,2	4,0
		-16	0,8	-2,6	4,4
		-20	0,9	-2,9	4,8

f_1	f_2	β	s	s'	d
-1	-2,0	-1	1,1	-1,7	3,9
		-4	0,9	-2,5	4,5
		-8	0,9	-3,4	5,3
		-12	0,9	-4,2	6,1
		-16	0,9	-4,9	6,8
		-20	0,9	-5,5	7,4
-1	-4,0	-1	1,3	-2,8	5,1
		-4	1,0	-4,0	6,0
		-8	0,9	-5,3	7,3
		-12	0,9	-6,4	8,3
		-16	0,9	-7,4	9,3
		-20	0,9	-8,2	10,2
-1	-6,0	-1	1,4	-3,7	6,1
		-4	1,0	-5,2	7,2
		-8	1,0	-6,8	8,7
		-12	1,0	-8,1	10,1
		-16	1,0	-9,3	11,3
		-20	1,0	-10,3	12,3

$l = -1,0$

1	0,5	-1	6,9	4,4	1,4
		-4	-5,2	-7,9	1,7
		-8	-2,5	-5,6	2,1
		-12	-2,0	-5,5	2,5
		-16	-1,8	-5,5	2,7
		-20	-1,6	-5,7	3,1
I	0,75	-1	16,9	14,2	1,7
		-4	-3,4	-6,5	2,1
		-8	-2,1	-5,7	2,6
		-12	-1,7	-5,8	3,0
		-16	-1,6	-6,0	3,4
		-20	-1,5	-6,3	3,8
1	2,0	-1	-7,9	-11,7	2,9
		-4	-2,1	-6,5	3,5
		-8	-1,6	-6,9	4,3
		-12	-1,4	-7,5	5,1
		-16	-1,3	-8,1	5,8
		-20	-1,3	-8,6	6,4
1	4,0	-1	-4,4	-9,5	4,1
		-4	-1,7	-7,7	5,0
		-8	-1,4	-8,7	6,3
		-12	-1,3	-9,6	7,3
		-16	-1,2	-10,5	8,3
		-20	-1,2	-11,4	9,2

f_1	f_2	β	s	s'	d
1	6,0	-1	-3,6	-9,7	5,1
		-4	-1,6	-8,8	6,2
		-8	-1,3	-10,0	7,7
		-12	-1,2	-11,3	9,1
		-16	-1,2	-12,4	10,2
		-20	-1,2	-13,5	11,3
1	-0,5	1	2,7	1,4	0,4
		4	-3,4	-5,2	0,9
		8	-2,0	-4,4	1,5
		12	-1,7	-4,6	1,9
		16	-1,5	-4,8	2,3
		20	-1,5	-5,1	2,6
1	-0,75	1	4,8	3,6	0,2
		4	-2,1	-4,1	1,0
		8	-1,6	-4,4	1,8
		12	-1,4	-4,8	2,3
		16	-1,4	-5,2	2,8
		20	-1,3	-5,6	3,2
-1	0,75	1	2,0	1,5	0,5
		4	0,2	-1,6	0,8
		8	0,5	-2,1	1,6
		12	0,6	-2,6	2,3
		16	0,7	-3,1	2,7
		20	0,7	-3,5	3,2
-1	2,0	1	-1,6	-3,2	0,6
		4	0,4	-2,5	1,9
		8	0,7	-3,5	3,2
		12	0,7	-4,4	4,1
		16	0,8	-5,1	4,9
		20	0,8	-5,8	5,6
-1	4,0	1	-0,8	-3,1	1,3
		4	0,5	-3,5	3,0
		8	0,7	-5,1	4,8
		12	0,8	-6,3	6,1
		16	0,8	-7,4	7,2
		20	0,8	-8,3	8,2
-1	6,0	1	-0,6	-3,3	1,8
		4	0,6	-4,3	3,8
		8	0,7	-6,2	6,0
		12	0,8	-7,8	7,6
		16	0,8	-9,1	9,0
		20	0,9	-10,3	10,2
-1	-0,5	-1	0,7	-0,6	0,7
		-4	0,6	-1,2	0,6
		-8	0,7	-1,8	0,7
		-12	0,7	-2,2	0,7

f_1	f_2	β	s	s'	d
-1	-0,75	-16	0,7	-2,5	0,7
		-20	0,8	-2,9	0,8
		-1	0,9	-0,8	0,7
		-4	0,7	-1,6	1,3
		-8	0,8	-2,2	2,0
		-12	0,8	-2,7	2,5
		-16	0,8	-3,2	3,0
-20	0,8	-3,6	3,4		
-1	-2,0	-1	1,2	-1,6	1,8
		-4	0,9	-2,7	2,6
		-8	0,9	-3,8	3,7
		-12	0,9	-4,7	4,5
		-16	0,9	-5,4	5,3
		-20	0,9	-6,0	5,9
		-1	-4,0	-1	1,4
-4	1,0			-4,0	4,0
-8,0	1,0			-5,5	5,5
-12	0,9			-6,7	6,7
-16	0,9			-7,8	7,7
-20	0,9			-8,7	8,6
-1	-6,0			-1	1,4
		-4	1,0	-5,0	5,0
		-8	1,0	-6,9	6,8
		-12	1,0	-8,4	8,3
		-16	1,0	-9,6	9,6
		-20	1,0	-10,7	10,7
		$l - 2,0$			
1	0,75	-1	4,8	5,1	1,7
		-4	-2,1	-2,6	2,5
		-8	-1,6	-2,9	3,3
		-12	-1,4	-3,3	3,8
		-16	-1,4	-3,7	4,3
		-20	-1,3	-4,1	4,7
		1	2,0	-1	-4,7
-4	-1,7			-3,4	3,7
-8	-1,4			-4,3	4,9
-12	-1,3			-5,1	5,8
-16	-1,2			-5,8	6,6
-20	-1,2			-6,5	7,3
1	4,0			-1	-3,2
		-4	-1,5	-4,5	5,0
		-8	-1,3	-5,9	6,8
		-12	-1,2	-7,1	7,9
		-16	-1,2	-8,1	9,0
		-20	-1,2	-8,1	9,9

f_1	f_2	β	s	s'	d
1	6,0	-1	-2,9	-5,2	4,3
		-4	-1,5	-5,4	5,9
		-8	-1,3	-7,2	7,9
		-12	-1,2	-8,7	9,5
		-16	-1,2	-9,9	10,8
		-20	-1,1	-11,1	11,9
1	-0,5	1	-2,0	-1,0	1,0
		4	-1,6	-1,6	2,1
		8	-1,4	-2,2	2,8
		12	-1,3	-2,6	3,2
		16	-1,3	-2,9	3,7
		20	-1,3	-3,3	4,0
1	-0,75	1	-1,2	-0,9	1,7
		4	-1,4	-1,8	2,5
		8	-1,3	-2,6	3,3
		12	-1,2	-3,1	3,8
		16	-1,2	-3,6	4,3
		20	-1,2	-4,0	4,7
1	-2,0	1	-0,7	-1,5	2,7
		4	-1,1	-2,8	3,7
		8	-1,1	-4,0	4,9
		12	-1,1	-4,9	5,8
		16	-1,1	-5,7	6,6
		20	-1,2	-6,4	7,3
1	-4,0	1	-0,5	-2,2	3,6
		4	-1,0	-4,0	5,0
		8	-1,1	-5,7	6,6
		12	-1,1	-6,9	7,9
		16	-1,1	-8,0	9,0
		20	-1,1	-9,0	9,9
1	-6,0	1	-0,5	-2,8	4,3
		4	-0,9	-4,9	5,9
		8	-1,0	-6,9	7,9
		12	-1,0	-8,5	9,5
		16	-1,0	-9,8	10,8
		20	-1,0	-11,0	11,9
-1	0,5	1	0,8	0,4	2,4
		4	0,7	0	2,8
		8	0,8	-0,5	3,3
		12	0,8	-0,9	3,7
		16	0,8	-1,2	4,0
		20	0,8	-1,5	4,3
-1	-0,75	1	0,9	0,7	2,2
		4	0,7	0	2,8
		8	0,8	-0,7	3,5
		12	0,8	-1,2	4,0

f_1	f_2	β	s	s'	d
		16	0,8	-1,7	4,5
		20	0,8	-2,1	4,9
-1	-0,5	-1	0,9	-0,6	3,4
		-4	0,8	-0,8	3,7
		-8	0,8	-1,2	4,0
		-12	0,8	-1,5	4,3
		-16	0,8	-1,8	4,6
		-20	0,8	-2,0	4,9
-1	-0,75	-1	—	—	—
		-4	0,9	-1,2	4,0
		-8	0,9	-1,6	4,5
		-12	0,9	-2,0	4,9
		-16	0,9	-2,4	5,2
		-20	0,9	-2,7	5,6
-1	-2,0	-1	1,1	-1,7	4,9
		-4	0,9	-2,5	5,4
		-8	0,9	-3,3	6,2
		-12	0,9	-4,0	6,9
		-16	0,9	-4,6	7,6
		-20	0,9	-5,2	8,1
-1	-4,0	-1	1,3	-2,9	6,2
		-4	1,0	-4,0	7,0
		-8	1,0	-5,2	8,2
		-12	0,9	-6,3	9,2
		-16	0,9	-7,2	10,1
		-20	0,9	-8,0	10,9
$l = -2,0$					
1	0,5	-1	-8,0	—	1,4
		-4	-6,2	-9,8	1,7
		-8	-2,8	-6,8	2,0
		-12	-2,2	-6,5	2,3
		-16	-1,9	-6,5	2,6
		-20	-1,7	-6,6	2,9
1	2,0	-1	-8,8	-13,7	2,9
		-4	-2,2	-7,6	3,4
		-8	-1,6	-7,8	4,2
		-12	-1,4	-8,4	4,9
		-16	-1,3	-8,9	5,6
		-20	-1,3	-9,4	6,1
1	4,0	-1	-4,7	-10,9	4,2
		-4	-1,8	-8,8	5,0
		-8	-1,4	-9,6	6,2
		-12	-1,3	-10,5	7,2
		-16	-1,2	-11,4	8,1
		-20	-1,2	-12,2	9,0

f_1	f_2	β	s	s'	d
1	6,0	-1	-3,8	-11,1	5,2
		-4	-1,7	-9,9	6,2
		-8	-1,4	-11,1	7,7
		-12	-1,2	-12,2	8,9
		-16	-1,2	-13,3	10,1
		-20	-1,2	-14,3	11,1
1	-0,5	1	4,8	2,4	4,1
		4	-4,3	-7,0	0,8
		8	-2,3	-5,5	1,3
		12	-1,8	-5,5	1,2
		16	-1,6	-5,6	2,0
		20	-1,5	-5,9	2,3
1	-0,75	1	8,9	6,7	0,2
		4	-2,5	-5,3	0,8
		8	-1,7	-6,2	1,5
		12	-1,5	-5,5	2,0
		16	-1,4	-5,9	2,5
		20	-1,4	-6,2	2,9
-1	2,0	1	-2,7	-5,5	0,7
		4	0,3	-3,4	1,7
		8	0,6	-4,3	2,9
		12	0,7	-5,1	3,8
		16	0,8	-5,8	4,6
		20	0,8	-6,5	5,3
-1	4,0	1	-1,2	-4,9	1,6
		4	0,5	-4,5	3,0
		8	0,7	-5,9	4,6
		12	0,8	-7,1	5,9
		16	0,8	-8,9	7,0
		20	0,8	-9,1	7,9
-1	6,0	1	-0,9	-5,2	2,3
		4	0,5	-5,4	3,9
		8	0,7	-7,2	5,9
		12	0,8	-8,7	7,5
		16	0,8	-9,9	8,8
		20	0,9	-11,1	9,9
-1	-0,5	-1	0	-1,0	-1,0
		-4	0,4	-1,6	0
		-8	0,6	-2,2	0,8
		-12	0,7	-2,6	1,2
		-16	0,7	-3,0	1,7
		-20	0,7	-3,3	2,0
-1	-0,75	-1	0,8	-0,9	-0,3
		-4	0,6	-1,8	0,5
		-8	0,7	-2,6	1,3
		-12	0,7	-3,1	1,8

f_1	f_2	β	z	z'	d
-1	-2,0	-16	0,8	-3,6	2,3
		-20	0,8	-4,0	2,7
		-1	1,3	-1,5	0,7
		-4	0,9	-2,8	1,7
		-8	0,9	-4,0	2,9
		-12	0,9	-4,9	3,8
		-16	0,9	-5,7	4,6
-1	-4,0	-20	0,9	-6,4	5,3
		-1	1,5	-2,2	1,6
		-4	1,0	-4,0	3,0
		-8	0,9	-5,7	4,6
		-12	0,9	-6,9	5,9
		-16	0,9	-8,0	7,0
		-20	0,9	-9,0	7,9
-1	-6,0	-1	1,5	-2,8	2,3
		-4	1,0	-4,9	3,9
		-8	1,0	-6,9	5,9
		-12	1,0	-8,5	7,5
		-16	1,0	-9,8	8,8
		-20	1,0	-11,0	9,9

Как было изложено выше, перепад изменения фокусного расстояния объектива $D = \frac{f'_{\max}}{f'_{\min}}$ можно получить при различных комбинациях первого и четвертого компонентов, а это приводит к различным начальным и конечным значениям $\beta_{\min}$ и $\beta_{\max}$ величины β .

Действительно, пусть f_1 — фокусное расстояние первого компонента; β — линейное увеличение двухкомпонентной панкратической системы; β_{IV} — линейное увеличение четвертого неподвижного компонента. Тогда

$$f'_4 = f_1 \beta \beta_{IV}.$$

Если мы изменяем произведение $f_1 \beta_{IV}$, то на столько же (в обратную сторону) изменяется и β . Другими словами, для решения рассматриваемой задачи появляется еще один дополнительный параметр, а именно начальное значение β , т. е. $\beta_{\min}$ (или $\beta_{\max}$).

С помощью ЭВМ были произведены вычисления значений d , z и z' для ряда комбинаций значений фокусных расстояний f_1 , f_2 и расстояний l . В табл. III.12 приведена часть результатов этих вычислений.

Выбор рациональной комбинации

Если многообразие комбинаций трех параметров φ_1 , φ_2 и l , к которому добавляется произвольный выбор значения $\beta_{\max}$, вселяет надежду на успешный расчет переменной с большим диапазоном увеличения, то само это многообразие затрудняет выбор, так как перебирать всевозможные комбинации четырех величин даже с помощью ЭВМ слишком затруднительно. Необходимо ограничить подлежащее рассмотрению множество решений.

М. Г. Шпакин [14] предлагает способ нахождения системы с минимальными габаритами и наибольшими коррекционными возможностями, заключающийся в расчете хода двух параксиальных лучей, другими словами, в определении высот пересечения апертурного и полевого (главного) параксиальных лучей h и y с поверхностями и оптических сил φ . На основании изучения наилучшим образом зарекомендовавших себя объективов («Анжене», «Варотал») в [14] рассматривается вопрос о достижении минимально возможной длины системы при заданных ее параметрах и требуемом качестве изображения. Для этой цели вводится некоторый эмпирический критерий качества объектива C вида

$$C = \frac{2f'_{\max}\omega'}{l_c - 1,2 \frac{f'_{\max}}{\sqrt{m}}},$$

где ω' — относительное отверстие объектива; l_c — длина всего объектива; m — перепад увеличений $\frac{\beta_{\max}}{\beta_{\min}}$.

При выборе системы нужно стремиться к минимальным значениям $y_1\varphi_1$ и $h_1\varphi_1$, т. е. к минимальным углам преломления апертурного и полевого лучей, и добиваться максимального значения коэффициента качества C .

Выбор области значений φ_1 , φ_2 , l , $\beta_{\max}$ из габаритных условий

Наличие ЭВМ с их практически неограниченной скоростью вычислений позволяет идти еще дальше в направлении оптимального выбора.

После того как решена чисто «габаритная» задача, т. е. подобраны с помощью таблиц, аналогичных табл. III.12, области значений величин φ_1 , φ_2 , l , при которых получаются небольшая длина всего объектива, удобные для его изготовления соотношения расстояний величин s и s' (другими словами, соотношения, обеспечивающие плавность и легкость перемещения компонентов) и выполнены другие подобные требования, можно еще сузить область решений соблюдением указанных выше условий относительно произведений $h_1\varphi_1$ и $y_1\varphi_1$ на обоих компонентах (с учетом хода лучей через первый и четвертый компоненты).

Среди всех комбинаций следует отдать предпочтение тем, у которых оптические силы φ_i наименьшие, и, учитывая выполнение условий Пецваля $\sum \varphi_i \pi_1 \approx 0,7 \sum \varphi_i$, ограничить выбор условием $\sum_1^4 \varphi_c = 0$ (или близко к нулю). Хотя это условие относится к коррекционным, оно по форме вписывается в габаритные и позволяет значительно сократить область решений.

**Окончательный выбор значений $\varphi_1, \varphi_2, l, \beta_{\max}$ из условий
направления аббераций**

Далее следует продолжать сокращение области (φ, β) добавлением условий исправления аббераций во всем диапазоне фокусных расстояний. Решение этой задачи стало возможным благодаря электронно-вычислительным машинам большой скорости и применению метода разделения переменных.

Область решений, вытекающих из габаритных требований, представляет собой пространство четырех измерений переменных l, φ_1, φ_2 и $\beta_{\max}$. Использование таких условий, как $\sum \varphi = 0$, сводит число измерений к 3, 2, . . . в зависимости от числа дополнительных условий. Внутри области решений надо выбрать комбинации оставшихся независимыми параметров, возможно равномерно распределенных, и составить условия устранения аббераций для нескольких значений фокусного расстояния. Практически такая задача может быть решена только в том случае, если можно считать компоненты бесконечно тонкими и характеризовать их параметрами P, W и C ; как известно, параметр π , по крайней мере в первом приближении, можно принять равным 0,7.

Как показывает опыт нескольких лет работы по расчету объектов с переменным фокусным расстоянием, все указанные допущения хорошо оправдываются. Даже при отношении толщины $\sum d$ компонента к его фокусному расстоянию f' , равному 0,3—0,5, формулы бесконечно тонких компонентов дают достаточно правильные результаты.

Составляются выражения для пяти поперечных аббераций $\delta g'_k$ 3-го порядка и двух хроматических аббераций 1-го порядка через основные параметры P_i, W_i и C_i каждого компонента применительно к трем — семи различным значениям увеличения панкратического узла β или фокусного расстояния f' всего объектива.

Поперечные абберации связаны с коэффициентами Зейделя S_k формулами:

$$\delta g'_I = -\frac{1}{2} \omega'' S_I; \quad \delta g'_{II} = -\frac{3}{2} \omega'' w_I S_{II}; \quad \delta g'_{III} = -\omega' w_I^2 S_{III};$$

$$\delta g'_{IV} = -\frac{1}{2} w_I^3 S_{IV}; \quad \delta g'_{I chr} = 0,707 \omega' S_{I chr}; \quad \delta g'_{II chr} = \frac{y'}{f} S_{II chr}.$$

дать веса тем или другим требуемым величинам. Например, можно придать больше веса аберрациям для трех основных фокусных расстояний; кроме того, можно придать выполнению условия сферической аберрации больший вес, чем выполнению остальных условий. Целесообразно, например, придать вес 10 сферической аберрации, 5 — коме, 2 — астигматизму, 1 — дисторсии.

Программа для составления и решения уравнений, соответствующих всем семи вышеуказанным аберрациям, была составлена на БЭСМ-4 [7]. Согласно этой программе, можно придать некоторым из аберраций определенные значения. Машина выдает значения основных параметров P , W и C всех компонентов, рассматриваемых как бесконечно тонкие, выдает значения поперечных аберраций 3-го порядка и хроматических 1-го порядка для всех желаемых значений фокусного расстояния и ряд других параксиальных величин (высоты пересечения лучей с компонентами и т. д.), что может быть полезно для оценки условий, в которых работает каждый компонент системы, а также для выбора типа компонента.

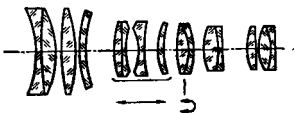


Рис. 111.34

Каким бы способом ни были найдены значения основных параметров, они всегда близки друг другу; остается произвести выбор между всеми испытанными комбинациями (ϕ , l , β). Напомним, что согласно выводам [10, гл. III], простыми и надежными в отношении отсутствия аберраций высших порядков являются компоненты, у которых $P_0 = P - 0,85 (W - 0,15)^2$ имеет значение, близкое к 1—2; величины P и W не должны превосходить нескольких единиц. Поэтому среди всех исследованных систем следует выбрать такую, у которой перечисленные условия выполняются наилучшим образом. Чем больше перепад увеличения, чем меньше длина объектива, тем больше, как правило, величины P_i и W_i , P_0 . При этом усложняется конструкция компонентов объектива.

Изложенная выше методика, естественно, может быть распространена на более сложные панкратические системы — из трех, четырех и более компонентов. Впрочем, в настоящее время разрабатываются преимущественно двухкомпонентные панкратические схемы. Для иллюстрации приводим схему (рис. 111.34) панкратического объектива указанного выше типа, рассчитанного Гаррисом (и Джонсоном [21]).

Применение теории компонентов большей толщины

Число параметров P и W , определяющих аберрационные свойства компонентов объективов переменного фокусного расстояния, равно $2q$, где q — число компонентов объектива. Так как q на практике не превышает четырех, мы имеем всего восемь

независимых параметров (третий параметр π практически постоянен), что крайне мало для удовлетворения большого числа условий, которым должна удовлетворять оптическая система переменного фокусного расстояния.

Известно [9], что аберрации 3-го порядка «толстой» центрированной системы выражаются через шесть независимых параметров $b_{-1}, b_0, \dots, b_4$, связанных только с конструктивными элементами системы, но не зависящих ни от положения предмета, ни от положения входного зрачка.

Действительно, если ввести следующие обозначения:

$$S_I = S_1; \quad S_{II} = S_2; \quad S_{III} + \frac{J^2}{3} S_{III} = S_3; \quad S_V = S_4$$

и понимать операцию $((b + \tau)^p$ как возведение в степень p бинома $(b + \tau)$ с последующей заменой степеней b_k индексами при той же величине, так что

$$((b + \tau)^p = b_p + p b_{p-1} \tau + \frac{p(p-1)}{1 \cdot 2} b_{p-2} \tau^2 + \dots + \tau^p,$$

то все суммы $S_1, S_2, \dots, S_4$ могут быть выражены одной формулой, а именно:

$$-\frac{1}{2} S_k = \tau^{1-k} \left[((b + \tau)^{5-k} ((b + \tau')^{k-1} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} f' n \tau (1 + \tau^{3-k} \tau'^{k-1}) \right].$$

Четвертая сумма S_{IV} определяется формулой

$$-\frac{1}{2} S_{IV} = \frac{3_{b-1}}{(n'f')^2}.$$

Таким образом, замена «тонкого» компонента «толстым» позволяет утроить число независимых параметров. Этому вопросу была посвящена работа [1], выводы которой представляют несомненный интерес.

1. Теория основных параметров (P, W и π), построенная для бесконечно тонких компонентов, остается практически применимой и для систем, общая толщина которых достигает 0,3—0,4 и более фокусного расстояния компонента. Это условие удовлетворяется во всех до сих пор применяемых компонентах объективов переменного фокусного расстояния, за исключением последнего (коррекционного). Таким образом, для увеличения числа параметров приходится идти на применение более сложных компонентов, обладающих большой толщиной.

2. После того как из решения уравнений, выражающих различные коррекционные условия, получены численные значения коэффициентов $b_{-1}, b_0, \dots, b_4$, нужно построить простейшую толстую систему, обладающую этими значениями коэффициентов,

аналогично тому, как это выполняется для бесконечно тонких компонентов.

В качестве «простейших» в работе [1] рассмотрены: простая линза значительной толщины, две бесконечно тонкие системы, разделенные воздушным промежутком, два симметрично расположенных «толстых» компонента — одинаковых или подобных — и, наконец, триплет из трех бесконечно тонких компонентов, разделенных двумя воздушными промежутками. В первых двух комбинациях числа независимых переменных не хватает для получения толстой системы с заданными наперед значениями шести коэффициентов $b_{-1}, \dots, b_4$, но в остальных, например в триплете, где имеются три значения P , три значения W и два воздушных промежутка, всегда возможно, по крайней мере теоретически, решить поставленную задачу. Затруднения возникают обычно по той причине, что при решении получаются такие пары значений P и W , которые приводят к сложным, иногда нереализуемым компонентам. Два лишних параметра ($8 - 6 = 2$) используются для того, чтобы добиться более простых конструкций компонентов триплета.

Кроме того, в конце работы [1] приведены сведения о коэффициентах $b_{-1}, \dots, b_4$ для 43 оптических систем из архива ГОИ (в основном это фотографические объективы и объективы микроскопов), с помощью которых во многих случаях можно выбрать «отправную» систему для дальнейшей машинной обработки.

Следует отметить, что распространение теории разделения переменных на случай толстых систем связано со значительными трудностями и в настоящее время сделаны лишь первые шаги в этом направлении.

Планиметрические системы с античной компенсацией

В первоначальный период разработки объективов с переменным фокусным расстоянием недостаточная точность изготовления механической части (главным образом кулачков) приводила к нарушению постоянства положения фокальной плоскости объектива. Поэтому наряду с объективами, обладающими механической компенсацией, рассмотренными выше, разрабатывались и объективы с так называемой оптической компенсацией, у которых все подвижные компоненты передвигаются друг относительно друга по линейному закону, причем положение фокуса может быть только приближенно постоянным. Чем больше число подвижных компонентов, тем лучше достигается постоянство положения фокуса; в хороших объективах число подвижных компонентов достигает пяти-шести. Наибольшие трудности представляет габаритный расчет таких систем. Поскольку этот вопрос освещен в литературе, особенно в отечественной, и в настоящее время разработка объективов с оптической компенсацией прекратилась, мы ограничимся ссылкой на литературные источники [11, 15].

Фокусировка объективов с переменным фокусным расстоянием. Практика показала, что фокусировку на конечное расстояние рациональнее всего осуществлять раздвижением линз первого компонента. При этом изображение, даваемое всей системой, остается на месте и удается получить его хорошее качество даже при сравнительно близком (меньше метра) расстоянии снимаемого предмета от объектива. При расчете первого компонента следует принимать во внимание добавочное условие: при раздвижении

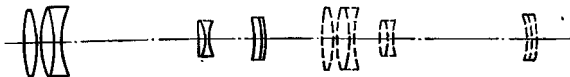


Рис. III.35

линз сферическая aberrация (желательно, чтобы и другие aberrации), соответствующая малому расстоянию до предмета, должна оставаться достаточно малой.

Удлинители. Несмотря на то что современные объективы-переменники обладают большим перепадом значений фокусного расстояния, зарубежные фирмы к комплексу аппаратуры добавляют так называемые удлинители, т. е. простые двухлинзовые склеенные компоненты, увеличивающие в два-три раза фокусное расстояние основного объектива. Поскольку вместе с ростом масштаба изображения уменьшается угол поля и относительное отверстие, а кроме того, требования к качеству изображения понижаются, так как при большом масштабе изображения отчетливо видны и малые подробности, то расчет удлинителя не представляет затруднений;

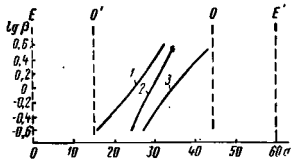


Рис. III.36

ищут наилучший компромисс между исправлением сферической aberrации, комы и астигматизма.

Дважды сопряженные системы переменного фокусного расстояния. Гопкинс [26, 27] показал, что в системе, состоящей из трех перемещающихся компонентов, можно добиться не только постоянства положений плоскостей предметов и изображений, но и такого же постоянства второй пары сопряженных плоскостей, в частности плоскостей входного и выходного зрачков. Это имеет большое значение, когда панкратическая система работает не самостоятельно, а за какой-нибудь другой системой постоянного увеличения. Так обстоит дело с фазово-контрастным микроскопом переменного увеличения. На рис. III.35 приведена схема конструкции панкратической системы с 20-кратным перепадом, рассчитанная Гопкинсом для фазового микроскопа. На рис. III.36

показан закон движения трех компонентов l — z в условных единицах; OO' — плоскости предмета и изображений; EE' — плоскости входного и выходного зрачков. По оси ординат отложены логарифмы величин увеличения.

15. РЕПРОДУКЦИОННЫЕ ОБЪЕКТИВЫ

Линзовые репродукционные объективы

Так называются объективы, работающие при линейных увеличениях, не очень далеких от единицы: $-0,5$; -2 ; -3 . При увеличениях, выходящих из этих пределов, можно в большинстве случаев применять обычные объективы, рассчитанные на бесконечно удаленные объективы, в крайнем случае добавляя слабую линзу — приставку.

Для репродукционных объективов, изображающих объект с увеличениями, близкими к единице, наиболее рационально использовать схему симметричных объективов групп «Планаров», «Плазматов» и аналогичных конструкций. Естественно, требуется пересчет для исправления сферической аберрации и астигматизма при параллельном ходе лучей в пространстве диафрагмы, но, как показывает практика, этот пересчет на вызывает трудностей, так как изменения конструктивных элементов невелики. Кома и дисторсия исправляются автоматически. Апертура репродукционных объективов с увеличением -1 примерно в два раза меньше, чем у подобного же объектива для бесконечно удаленного объекта.

Изменения значений аберраций могут быть вычислены на основании формул (II.31) из [10]. С их помощью можно решать и обратную задачу: рассчитать систему, у которой суммы (по крайней мере, основные, характеризующие сферическую аберрацию и астигматизм) равны нулю для некоторой не слишком широкой области увеличений. Любопытно, что можно добиться равенства нулю сферической аберрации при любом положении предмета. Для этого коэффициенты при всех степенях τ в формуле

$$\frac{1}{2} \tilde{S}_1 = b_4 + 4b_3\tau + 6b_2\tau^2 + 4b_1\tau^3 + b_0\tau^4 + \frac{1}{2} f'n\tau(1 + \tau^2),$$

относящейся ко второй половине объектива, должны быть равны нулю, т. е. необходимо удовлетворить четыре условия:

$$\left. \begin{aligned} b_2 &= b_4 = 0; \\ b_3 + \frac{1}{8} f'n &= 0; \\ b_1 + \frac{1}{8} f'n &= 0. \end{aligned} \right\}$$

Такой объектив был рассчитан В. Д. Андреевой.

Если изменение положения предмета невелико, а τ близко к нулю, то можно ограничиться условиями:

$$b_4 = 0; \quad b_3 + \frac{1}{8} f' n = 0.$$

Напомним, что, согласно известному свойству оптических систем, одновременное выполнение условия синусов и условия отсутствия сферической аберрации на некотором протяжении вдоль оси (условие Гершеля) может осуществляться только тогда, когда увеличение системы равно ± 1 . Это как раз тот случай, который мы рассматриваем.

Репродукционные объективы большой апертуры с небольшим углом поля зрения могут быть получены из двух светосильных объективов, поставленных напротив друг друга передними частями; в этом случае апертура репродукционного объектива в целом равна апертуре одного из составляющих объективов. Угол поля зрения таких комбинаций мал, так как ход главных лучей нарушен и положение зрачка всей системы не совпадает с положением зрачков половинок, что приводит к сильному ухудшению коррекции аберраций этих пучков, особенно астигматизма.

Зеркально-линзовый репродукционный объектив с увеличением — 1

Дейсоном (1959 г.) была предложена остроумная схема оптики, осуществляющая изображение в натуральную величину при исправлении всех аберраций 3-го порядка и ряда аберраций высших порядков; она была усовершенствована в последнее время Винне [33]. В принципе она состоит из сферического зеркала $M_1 M M_2$ и призмы $P_1 P_2$ с передней сферической поверхностью. Предмет BA располагается на верхней половине плоской поверхности призмы, изображение $B'A'$ образуется на нижней половине этой же поверхности (рис. III.37).

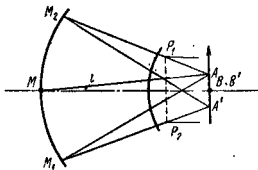


Рис. III.37

Рассмотрим подробнее аберрационные свойства отдельных поверхностей этой системы; они присущи также зеркально-линзовым, concentрическим и некоторым другим системам. Сферическое зеркало при увеличении — 1 полностью исправлено в отношении сферической аберрации и комы; из формул Юнга вытекает, что фокус сагиттальных лучей находится в плоскости объекта, а фокус меридиональных лучей — на расстоянии $l' = r \frac{\cos i}{1 + \sin^2 i}$

[при малых $it' = r \left(1 - \frac{3}{2} i^2\right)$] от вершины зеркала M ; астигматизм $(t'_m - t'_s) = \frac{-2r \sin^2 i}{\cos i (1 + \sin^2 i)}$ довольно велик; кривизна изображения равна удвоенной кривизне поверхности зеркала. Дисторсия равна нулю, если пучки ограничены зеркалом.

Если на пути лучей ставить призму $P_1 P_2$, первая поверхность которой сферическая, то при надлежащих значениях радиуса кривизны, показателя преломления призмы и ее толщины можно исправить все aberrации 3-го порядка и две хроматические aberrации—положения и увеличений; при этом aberrации высших порядков малы и апертура объектива может быть доведена до 0,25—0,30 при очень высоком качестве изображения. Призмный узел $P_1 P_2$ можно несколько усложнить и добиться дальнейшего увеличения апертуры. Для удобства работы можно с помощью отражающей плоскости, наклоненной под углом 45° к оси, отделить плоскость объекта от плоскости изображения. При этом поток, падающий на изображение, уменьшается в четыре раза, что не имеет серьезного значения, так как при получаемых апертурах порядка 0,25 и применяемых источниках света световые потоки очень велики; большие же апертуры необходимы не для обеспечения освещенности, а вытекают из требований к разрешающей способности объектива.

16. ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТИВЫ С УДАЛЕННЫМ ЗРАЧКОМ

Фотографический объектив может оказаться составной частью сложной оптической системы, например объектив для съемки картины, даваемой телескопической системой; в этом случае входным зрачком фотообъектива служит выходной зрачок телескопической системы. В некоторых приборах световые пучки ограничиваются реальной диафрагмой, которая должна служить входным зрачком фотографического объектива и находиться впереди него (например, в проекционных системах типа «Эйдофор», в которых решетка служит входным зрачком для проекционного объектива). Такие объективы по виду напоминают вторую половинку симметричных (или почти симметричных) светосильных объективов, но их коррекция более сложна по следующим причинам. Как неоднократно указывалось, симметричность по отношению к плоскости диафрагмы в сильной степени облегчает исправление таких aberrаций, как кома, дисторсия и хроматическая разность увеличений; поскольку в объективах с вынесенным зрачком первая половинка отсутствует, приходится принимать специальные меры для исправления этих aberrаций. Исправление комы и второго хроматизма обычно не представляет особых трудностей, но полное исправление дисторсии требует усилий и в большинстве случаев не может быть полностью осуществлено.

Напомним формулу (III.20) для коэффициента S_V при малых толщинах и воздушных промежутках оптической системы:

$$S_V = 3,65 \sum \frac{y_k \Phi_k}{h_k}.$$

Поскольку все y_k отрицательны, а $\sum \Phi_k$ и h_k положительны, то S_V принимает довольно значительные отрицательные значения, борьба с которыми приводит к необходимости введения больших отрицательных и положительных линз, что, в свою очередь, вызывает появление больших aberrаций высших порядков, усугубляемых тем обстоятельством, что при далеком расположении входного зрачка высоты пересечения главных лучей довольно велики.

На рис. III.38 приведена схема объектива¹ с удаленным зрачком ($f' = 300$, $1 : 5,2$, $\omega = 25^\circ$).

17. ОБЪЕКТИВЫ С УВЕЛИЧЕННЫМ ЗАДНИМ ОТРЕЗКОМ

Для зеркальных камер требуются специальные объективы, отличающиеся от обычных большим расстоянием a от последней поверхности объектива до его фокальной плоскости. Отношение

$\frac{a}{f'}$ превышает единицу для объективов среднего фокусного расстояния и достигает двух и более для короткофокусных. Такие объективы требуются для проекционных установок типа «Эйдофор» и аналогичных, в которых расстояние a равно 300 мм и более, а фокусные расстояния меняются от 300 до 75 мм.

Удаление плоскости изображения достигается добавлением отрицательного компонента L_1 (рис. III.39) впереди положительного компонента L_2 , мало отличающегося от обычного «универсального» объектива. Важную роль играет воздушный промежуток d , разделяющий отрицательный компонент от положительного. Комбинация $L_1 L_2$ представляет собой перевернутый телеобъектив. При отношениях $\frac{a}{f'}$ немногим больше единицы расчет объективов с удаленной фокальной плоскостью не представляет трудностей, а наоборот, облегчается исправление четвертой суммы.

Однако при больших отношениях $\frac{a}{f'}$ приходится давать большие значения оптической силе первого компонента и воздушному промежутку d , что приводит к переисправлению четвертой суммы S_{IV} и появлению большой дисторсии, так же как в телеобъективах с большим значением телеувеличения. Следует применять такие же меры против этих aberrаций, как и при расчете телеобъективов: специальные марки стекол, а главным образом выбор конструкций, обеспечивающих получение больших значений основных параметров P и W .

¹ Авт. свид. № 333523.

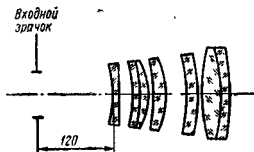


Рис. III.38

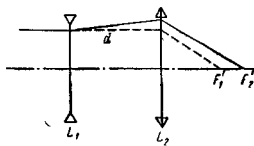


Рис. III.39

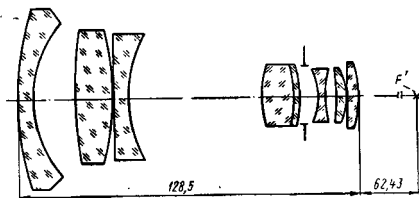


Рис. III.40

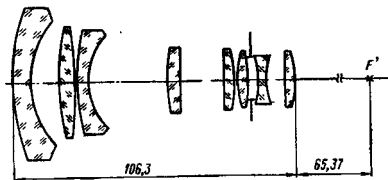


Рис. III.41

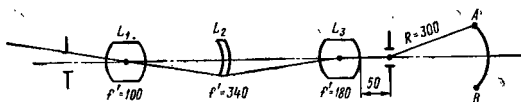


Рис. III.42

Приводим схемы двух объективов ($f' = 35$; $1 : 4$; $2\omega = 60^\circ$) с вынесенной фокальной плоскостью (расчеты В. И. Линьковой и Р. М. Карлсбрун). У второго объектива вторая поверхность эллипсоидальная (рис. III.40, III.41).

Еще более затруднителен расчет объективов для проекционных систем «Эйдофор». К указанным выше трудностям добавляется еще одна: плоский экран (в обратном ходе лучей) должен изображаться на сферической поверхности, вогнутость которой направлена к объективу, т. е. S_{IV} должна быть положительной, в то время как требование большого заднего отрезка s' приводит к отрицательным значениям S_{IV} . Зарубежные объективы, предназначенные для этой цели, не решают полностью поставленной задачи.

Автором и М. А. Варвариной был рассчитан объектив с промежуточным изображением при фокусном расстоянии 150 мм по следующей схеме (рис. III.42). Объектив L_1 имеет вынесенный зрачок, его фокусное расстояние равно 100 мм, относительное отверстие $1 : 4$ и угол поля зрения 34° . Коллектив L_2 с фокусным расстоянием 340 мм исправляет дисторсию всего объектива и создает необходимую кривизну поля: радиус кривизны изображения равен 300 мм. Объектив L_3 — репродукционный, с апертурным углом $1/6$; он работает с линейным увеличением $-1,5$; диагональ АВ проектируемой картинки 90 мм.

По сравнению с объективом «Эйдофора» отечественный объектив обладает следующими преимуществами:

- максимальные поперечные размеры 110 мм вместо 200;
- масса примерно в два раза меньше;
- качество изображения значительно выше благодаря полному исправлению кривизны и астигматизма;
- длина объектива с промежуточным изображением несколько больше: 614 мм вместо 460.

18. ОБЪЕКТИВЫ ДЛЯ ФУРЬЕ-АНАЛИЗА

Большое распространение в последнее десятилетие получили методы анализа Фурье в науке и технике, в частности в оптике. Исследование всевозможного вида объектов, особенно обладающих периодической структурой, оказалось удобным вести с помощью оптических приборов, образующих спектры (т. е. преобразования Фурье) этих объектов. Использованию оптических систем для Фурье-анализа способствует их свойство при определенных, но легко осуществляемых условиях создавать преобразование Фурье амплитуд плоских предметов, расположенных на входном зрачке оптической системы [10, гл. X]. Если поместить фотографию (негатив) исследуемого объекта на входной зрачок объектива и освещать его параллельным (когерентным) пучком лучей, то в фокусе объектива образуется спектр амплитудного распределения объекта. Все участки объекта, обладающие

периодической структурой, образуют в фокальной плоскости точки или пятна, расположение и интенсивность которых однозначно связаны с направлением, частотой и размерами структур.

Другое важное применение преобразований Фурье в оптике заключается в исключении ряда дефектов изображения некоторых объектов, вызванных различными причинами, например типографской сеткой, неправильной фокусировкой и т. д. [6], с помо-

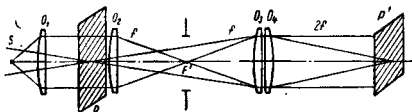


Рис. III.43

щью фильтра, выполненного надлежащим образом, помещенного в плоскости спектра. В этом случае обычно строят следующую оптическую схему (рис. III.43). Коллиматор O_1 , в фокусе которого находится точечный источник S , создает параллельный пучок лучей, пересекающих плоскость объекта P . Объект O_2 , расположенный в непосредственной близости от этой плоскости, изображает точку S в своей фокальной плоскости F' . В этой плоскости образуется спектр объекта O_1 , если только источник S достаточно мал и исходящий из него пучок можно считать когерентным. Объектив $O_3 O_4$, обычно состоящий из двух одинаковых, симметрично расположенных дуплетов, изображает объект в плоскости P' , в которой получается исправленное изображение объекта. В плоскости F' ставится фильтр.

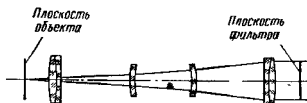


Рис. III.44

Строгое преобразование Фурье осуществляется при условии отсутствия aberrаций в объективах O_1 и O_2 ; требуется также отсутствие aberrаций в объективе $O_3 O_4$. При обычно применяемых более или менее случайных объективах эти условия не соблюдаются, что приводит к искажению спектра и деформации изображения отфильтрованного объекта. Блендфорд [20] предложил использовать симметричную систему, состоящую из двух одинаковых, симметрично расположенных относительно середины, телеобъективов, исправленных как в отношении лучей, падающих на систему параллельно оси, так и в отношении лучей, падающих на различные точки плоскости фильтра, что обеспечивается симметричностью схемы. Применение телеобъективов, расположенных таким образом, позволяет значительно сократить общую длину системы. На рис. III.44 приведена схема этой системы.

Среди многочисленных типов разрабатываемых в настоящее время фотографических объективов следует отметить объективы для цветной фотографии, отличающиеся от обычных хорошим исправлением хроматических aberrаций, в частности вторичного спектра, хроматической разности увеличений и сферохроматической aberrации. Методика расчета таких объективов ничем не отличается от изложенной выше, но путем более тщательного выбора применяемых марок стекла следует добиться уменьшения перечисленных выше aberrаций. Выбор марок стекла осуществляется аналогично тому, как изложено в гл. VIII.

Список литературы

1. Андреева В. Д. Методика расчета оптических систем с переменными характеристиками, содержащих компоненты значительной толщины. Автореф. канд. дисс. Л., ГОИ, 1971, 14 с.
2. Берек М. О. Основы практической оптики. М.—Л., ГТТИ, 1933, 121 с.
3. Волосов Д. С. Методы расчета сложных фотографических систем. Л.—М., ОГИЗ, 1948, 394 с.
4. Гальперн Д. Ю., Пронина О. В. О расчете светосильных объективов.— «Труды ГОИ», 1970, т. XXXVII, вып. 167, с. 115—124.
5. Гершбергер М. Современная геометрическая оптика. М., Изд-во иностр. лит., 1962, 487 с.
6. Маршалл А., Франсон М. Структура оптического изображения. М., «Мир», 1964, 795 с.
7. Об автоматизации расчета панкратических систем в области aberrаций III порядка.— «Труды ГОИ», 1970, т. XXXVII, вып. 167, с. 39—43. Авт.: Е. С. Полтырева, И. П. Полякова, М. Д. Серегина.
8. Русинов М. М. Техническая оптика. М.—Л., Машиз, 1961, 328 с.
9. Слюсарев Г. Г. Геометрическая оптика. М.—Л., изд-во АН СССР, 1946, 332 с.
10. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. Л., «Машиностроение», 1969, 670 с.
11. Стефанский М. С. Исследование и расчет светосильных афокальных систем переменного увеличения, применяемых в качестве насадки и объективам для изменения их фокусного расстояния.— «Труды ГОИ», 1958, т. XXVI, вып. 152, с. 43—67.
12. Стефанский М. С. Исследование и расчет светосильных афокальных четырехкомпонентных систем переменного увеличения, применяемых в качестве насадок к объективам для непрерывного изменения фокусного расстояния. Автореф. канд. дисс. Л., ГОИ, 1959, 15 с.
13. Стефанский М. С. Параксиальные элементы многокомпонентных телескопических систем переменного увеличения.— ОМП, 1964, № 3, с. 42—46.
14. Шлякин М. Г. Выбор исходной схемы объектива с переменным фокусным расстоянием и соотношения между его длиной и оптическими параметрами.— ОМП, 1968, № 8, с. 28—32.
15. Шлякин М. Г. Объективы с широким интервалом изменения фокусных расстояний.— ОМП, 1967, № 4, с. 54—65.
16. Шлякин М. Г. Расчет параксиальной области панкратических объективов большой кратности с линейно перемещающимися компонентами.— ОМП, 1969, № 8, с. 22—25.
17. Шлякин М. Г. Расчет панкратического объектива-анастигмата особо большой кратности.— ОМП, 1970, № 1, с. 25—27.
18. Шлякин М. Г. Исследование и расчет объективов с широкими интервалами изменения фокусного расстояния. Автореф. канд. дисс. Л., ГОИ, 1971, 22 с.
19. Bergstetl L. JOSA, 1958, v. 48, N 3.

20. **Blanford A. F.** Optical Instruments and Techniques. Newcastle, «Oriel Press», 1970.
21. **Cox A. A.** System of Optical Design. London—New York, 1964.
22. **Dallmeyer T. R.** «Brit. Journ. of Phot.», 1893, t. 40.
23. **Dunoyer L.** «Rev. d'Optique», 1924, t. 3, N 8.
24. **Glatzel A.** Optical Instruments and Techniques. Newcastle, «Oriel Press», 1970.
25. **Hay B., Rohr M.** Handbuch der Wissen Schafftlichen Photographie. Wien, Springer, 1929—1932.
26. **Hopkins H. H.** Proc. of London confer. on opt. Instrum. London, 1950.
27. **Hopkins H. H.** Optical Instruments and Techniques. Newcastle, «Oriel Press», 1970.
28. **Kerber A.** «Z. f. Instruments», 1916, Bd. 36.
29. **Lee H.** Proceedings of the Optical Convention. London, 1926.
30. **Rohr M.** Theorie und Geschichte des Photographischen Objectivs. Berlin, Springer, 1899.
31. **Schulz H.** «Z. f. Techn. Phys.», 1932, Bd. 13, N 10.
32. **Schwarzschild K.** Untersuchungen zur Geometr. Optik III. Gött. Abh. 1905, N.F.4, N 1—3.
33. **Wynne C. G.** Optical Instruments and Techniques. Newcastle, «Oriel Press», 1970.

ЗЕРКАЛЬНЫЕ И ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫЕ
ОБЪЕКТИВЫ

1. ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

Обособленно стоит большая группа оптических систем, получившая в последние годы большое развитие главным образом в связи с расширением диапазона применяемых длин волн в направлении инфракрасной и ультрафиолетовой областей, а именно группа зеркальных и азеркально-линзовых систем. В этих системах главная роль в образовании изображений отводится отражающим поверхностям, не вызывающим хроматических aberrаций. Преломляющие поверхности вводятся в систему прежде всего с целью исправления aberrаций, и, как правило, линзы, принадлежащие азеркально-линзовым системам, обладают сравнительно небольшими оптическими силами.

Предлагались и такие зеркально-линзовые системы, в которых основным элементом, образующим изображение, является линза (так называемые меднальные системы), но в настоящее время они вышли из употребления из-за ряда недостатков и в этой главе подробно рассматриваться не будут.

Появление зеркально-линзовых систем обязано тому обстоятельству, что Ньютон, обнаруживший явление дисперсии и проанализировавший его законы, пришел к неверному выводу о принципиальной невозможности исправить хроматическую aberrацию оптических систем, состоящих только из преломляющих элементов. Он предложил отказаться от последних и переходить к системам из отражающих поверхностей, оставляя линзы для окуляров, в которых вред, вызываемый дисперсией, менее чувствителен. Хотя и до Ньютона была спроектирована Кассегрием его двухзеркальная система, но лишь Ньютон сумел разработать прием изготовления первых зеркальных телескопов, он сам составил и сплав для обоих зеркал.

Несмотря на то что вывод Ньютона о принципиальной невозможности исправления хроматической aberrации был неверен, все же на практике оказалось невозможным исправлять полностью эту aberrацию в длиннофокусных линзовых объективах. Первичную хроматическую aberrацию научились исправлять полстолетия спустя после смерти Ньютона; для исправления вторичного (остаточного) хроматизма необходимы специальные марки стекол сложного состава, которые не удается изготавливать

в больших заготовках, необходимых, например, для астрономических объективов.

Таким образом, зеркальные (и зеркально-линзовые, в которых линзы играют лишь роль компенсаторов аберраций) системы имеют по сравнению с линзовыми то преимущество, что в них возможно полное исправление хроматических аберраций при любых фокусных расстояниях и апертурах системы. Это преимущество оказалось полезным и для объективов микроскопа с большой апертурой, хотя здесь исправление хроматической аберрации не представляет больших затруднений благодаря тому, что малые размеры линз микроскопа позволяют применять любые стекла и даже кристаллы.

К преимуществам зеркально-линзовых систем по сравнению с линзовыми относится также возможность построения объективов короткой длины с большими фокусными расстояниями. Известно, что линзовые телеобъективы, длина которых короче длины обычных объективов, обладают большими остаточными хроматическими аберрациями и значительной, обычно переисправленной кривизной. При всех прочих равных условиях (одинаковые длина, фокусное расстояние, относительное отверстие) зеркально-линзовые системы обладают значительно меньшей кривизной и почти полным отсутствием хроматических аберраций.

Еще в начале XVII в. французский физик Кассегрен предложил схему телескопа, состоящую из большого вогнутого параболоидального и малого выпуклого гиперболоидального зеркал, но этот телескоп не был построен. Одновременно с Ньютоном Грегори предложил схему, в которой, в отличие от схемы Кассегрена, второе зеркало было вогнутым и эллипсоидальным. Принципиальное различие этих двух схем в том, что в схеме Грегори имеется промежуточное действительное изображение, что, в частности, позволяет устранить «паразитные» лучи, неизбежные в схеме Кассегрена.

Прошло больше 200 лет, прежде чем выявилась возможность ввести усовершенствование в конструкции двухзеркальных систем типа Ньютона, Кассегрена и Грегори, исправленных только в отношении сферической аберрации.

В 1875 г. Цейгер [6] ввел на пути выходящего пучка лучей афокальную систему двух линз из одного стекла, не вносящую никакой хроматической аберрации и исправляющую сферическую аберрацию и кому. Эта идея впоследствии была предложена (1913 г.) Сэмсоном [7, 8], по-видимому, независимо от Цейгера. К сожалению, системы Цейгера и Сэмсона не были изготовлены.

В 1931 г. Росс [9, 10] поставил перед фокусом параболоидального зеркала афокальную систему линз, подобную предложенной Цейгером. Этот компенсатор, не влияя на исправление сферической аберрации большого параболоидального зеркала, исправлял его кому, но при этом сильно увеличивалась величина астигматизма.

Шварцшильд [18] в 1904 г. и Кретьен [11] в 1922 г. предложили применять зеркала асферической формы с таким расчетом, чтобы исправить сферическую aberrацию и отступление от закона синусов. Шварцшильд достиг этого результата решением системы двух дифференциальных уравнений. Кретьен пришел к подобным результатам на основании теории aberrаций 3-го порядка. Системы Кретьена были изготовлены и получили большое применение в астрономии.

Однако телескопы из двух зеркал, как бы сложна ни была форма зеркал, не могут быть исправлены в отношении астигматизма и по этой причине угол поля зрения не превышает $2-3^\circ$.

Необходимо было искать пути к исправлению остальных aberrаций. Это впервые удалось Шмидту [15] в 1931 г., который использовал сферическое зеркало, в центре кривизны которого располагался компенсатор в виде пластинки с одной плоской стороной и другой асферической. Профиль этой поверхности был рассчитан из условия компенсации сферической aberrации зеркала. Благодаря тому что центр зрачка располагается в центре кривизны, исправляются автоматически кома, астигматизм и дисторсия. Пластина служит входным зрачком.

В 1941 г. Д. Д. Максудов заменил компенсатор Шмидта мениском, теория расчета которого будет подробно изложена ниже (см. стр. 346—349).

В дальнейшем было предложено большое число компенсаторов различных типов, как афокальных ахроматических, так и более сложных — двух-, трех-, четырехлинзовых и т. д. (см. стр. 342).

2. АБЕРРАЦИИ 3-ГО ПОРЯДКА СИСТЕМ, СОДЕРЖАЩИХ ОТРАЖАЮЩЕЕ ПОВЕРХНОСТИ

Аберрации 3-го порядка одной отражающей поверхности (общий случай)

Поверхность будем полагать симметричной относительно оси, но деформированной.

Рассмотрим наиболее важный случай, когда $s_1 = \infty$. Исходя из выражений aberrаций 3-го порядка для асферических поверхностей [4, гл. II], получаем

$$\frac{\delta g'}{f'} = -\frac{\omega'^2}{8} + \frac{3}{4} \omega'^2 \omega \left(1 - \frac{x}{r}\right) - \frac{\omega' \omega^2}{2} \left[3 \left(1 - \frac{x}{r}\right)^2 - 1\right] - \\ - \frac{\omega^3}{8\mu^3} x(r-x)(2r-x) + \frac{e^2}{r^3} (h+y)^3, \quad (\text{IV.1})$$

где $f' = \frac{r}{2}$ — фокусное расстояние зеркала; $\omega' = \frac{h_1}{f'}$ — апертурный угол в пространстве изображений; ω — угол главного луча с осью в пространстве предмета; x — расстояние от вершины

отражающей поверхности до центра входного зрачка; e — эксцентриситет меридианного сечения поверхности; $h = f' \omega'$ — ордината точки пересечения с плоскостью входного зрачка луча, падающего на поверхность параллельно оси (рис. IV.1); $y = x \omega$ — ордината точки пересечения с поверхностью главного луча, падающего под углом ω к оси и проходящего через центр входного зрачка.

При выводе формулы (IV.1) предположено, что свет в среде предметов распространяется справа налево, т. е. $n = -1$; $n' = +1$. На рис. IV.1 все величины (h, y, x, ω) положительны.

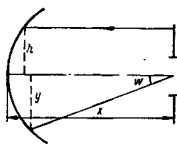


Рис. IV.1

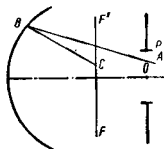


Рис. IV.2

Приводим некоторые формулы, полезные при расчете систем Шмидта. Пусть луч AB (рис. IV.2), пересекающий плоскость входного зрачка OP (O — центр сферической поверхности), после отражения в точке B сферической поверхности пересекает фокальную плоскость FF' в точке C . Поперечная абберация этого луча $\delta g'$ может быть вычислена по формуле

$$\delta g' = \frac{h (\cos i - \cos \omega)}{\cos (\omega - 2i)} = \left(\delta s' - \frac{r}{2} \frac{1 - \cos \omega}{\cos \omega} \sin 2i \right) \sec (\omega - 2i), \quad (\text{IV.2})$$

где

$$\sin i = -\frac{h}{r} \cos \omega; \quad \delta s' = \frac{r}{2} \left(1 - \frac{h^2}{r^2} \cos^2 \omega \right)^{-1/2}.$$

Если разложить в ряд выражение (IV.2), получаем

$$\begin{aligned} \delta g' = & -\frac{1}{2} \frac{h^3}{r^2} - \frac{9}{8} \frac{h^5}{r^4} - \frac{h^4}{r^3} \operatorname{tg} \omega + \left(\frac{h}{2} + \frac{h^3}{r^2} \right) \operatorname{tg}^2 \omega + \\ & + \frac{h^3}{r} \operatorname{tg}^3 \omega - \frac{h}{8} \operatorname{tg}^4 \omega. \end{aligned} \quad (\text{IV.3})$$

На основании формул для расчета косых лучей, приведенных в [4, гл. 1], можно получить составляющие поперечной абберации:

$$\left. \begin{aligned} \delta g' = & -\frac{m \rho^2}{2r^2} + \frac{m}{2} \operatorname{tg}^2 \omega - mA; \\ \delta G' = & -\frac{M \rho^2}{2r^2} + \frac{M}{2} \operatorname{tg}^2 \omega - MA, \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.4})$$

где

$$A = \frac{9}{8} \frac{\rho^4}{r^4} + \frac{m\rho^3}{r^3} \operatorname{tg} \omega - \frac{1}{4} (3 + 2 \cos^2 \psi) \frac{\rho^2}{r^2} \operatorname{tg}^2 \omega - \frac{m}{r} \operatorname{tg}^3 \omega + \frac{1}{8} \operatorname{tg}^4 \omega;$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{M}{m}; \quad \cos \psi = \frac{m}{\rho}; \quad \sin \psi = \frac{M}{\rho}; \quad \rho^2 = m^2 + M^2.$$

Формулы содержат члены 3 и 5-го порядков малости.

Укажем еще полезные формулы для продольной сферической абберации сферических и параболических зеркал для случая, когда объект находится на конечном расстоянии s_1 , а изображение получается на расстоянии s' при поперечном увеличении $\beta = -\frac{s'}{s_1}$:

для сферического зеркала

$$\delta s' = -\frac{h^2}{r} \left(1 - \frac{s'}{r}\right)^2 = -\frac{h^2}{r} \left(\frac{1 + \beta}{2}\right)^2; \quad (\text{IV.5})$$

для параболического зеркала

$$\delta s' = -\frac{h^2}{r} \left[\left(1 - \frac{s'}{r}\right)^2 - \frac{s'^2}{r^2} \right]. \quad (\text{IV.5a})$$

Первая формула точна лишь для членов 3-го порядка, вторая — строго точна.

Абберации 3-го порядка двухзеркальных систем со сферическими поверхностями

Рассмотрим сначала простейшую систему двух зеркал. Для уменьшения числа параметров, от которых зависит конструкция этой системы, предположим, что ее фокус совпадает с вершиной зеркала $M_1 M'_1$ (рис. IV.3). Это предположение для большинства двухзеркальных систем близко к истине. Тогда конструкция двухзеркальной системы зависит только от одного параметра — расстояния d между вершинами двух зеркал. Фокусное расстояние всей системы примем за 1. Величину d будем менять от 0 до 0,8. Напишем выражения для меридиональной и сагиттальной составляющих абберации:

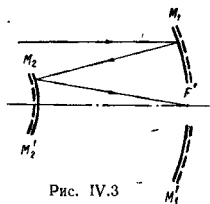


Рис. IV.3

$$-2\delta g = \omega' (\omega'^2 + \Omega'^2) S_1 + (3\omega'^2 + \Omega'^2) \omega_1 S_{11} +$$

$$+ \omega' \omega_1^2 (3S_{111} + S_{117}) + \omega_1^3 S_{117};$$

$$-2\delta G' = \Omega' (\omega'^2 + \Omega'^2) S_1 + 2\omega' \Omega' \omega_1 S_{11} +$$

$$+ \Omega' \omega_1^2 (S_{111} + S_{117}),$$

где $\omega' = \frac{m'}{f'}$ и $\Omega' = \frac{M'}{f'}$ — апертурные углы в пространстве изображений; m' и M' — координаты точки пересечения луча

с плоскостью выходного зрачка; ω_1 — угол поля зрения в пространстве предметов; $S_I, S_{II}, \dots, S_V$ — коэффициенты абераций 3-го порядка.

Предположим, что выходной зрачок совпадает со вторым зеркалом. Это значит, что $y_2 = 0$, а $y_1 = -\frac{d}{h_2} = 1$. Легко показать, что $\omega_1 + \omega_2 = 0,5$; отсюда получается, что коэффициенты Зейделя $S_I, S_{II}, \dots, S_V$ выражаются через параметры P_1, P_2, W_1, W_2 следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= P_1 + h_2 P_2; \\ S_{II} &= P_1 + 0,5; \quad S_{III} = P_1 + 2W_1 + \Phi_1 + \Phi_2; \\ S_{IV} &= -\Phi_1 - \Phi_2 = 1 - \frac{3}{d} + \frac{1}{d^2}; \\ S_V &= P_1 + 3W_1 + 2\Phi_1. \end{aligned} \right\} \quad (IV,6)$$

При этом оптические силы зеркал $M_1 M'_1$ и $M_2 M'_2$ $\Phi_1 = \frac{1}{d} - 1 = -\alpha_2$; $\Phi_2 = \frac{2d-1}{d^2}$, а $h_2 = d$; $\alpha'_2 = 1$.

Тогда

$$P_1 = \frac{(1-d)^2}{4d^3}; \quad W_1 = \frac{(1-d)^2}{2d^3}; \quad P_2 = \frac{2d-1}{4d^3}; \quad W_2 = \frac{2d-1}{2d^2}.$$

На основании этих формул можно получить значения коэффициентов $S_I, S_{II}, \dots, S_V$ для системы из двух зеркал, расположенных на расстоянии d друг от друга, полагая, что $d = 0,1; 0,2; \dots; 0,8$ (табл. IV.1).

Т а б л и ц а IV.1
Зависимость коэффициентов Зейделя от воздушного промежутка d в системе, состоящей из двух сферических зеркал

$d = h_2$	S_I	S_{II}	S_{III}	S_{IV}	S_V	Φ_1
0,1	162,20	182,80	192,20	71,00	321,80	9,00
0,2	12,50	16,50	21,00	11,00	48,00	4,00
0,3	2,06	3,68	6,51	2,11	16,01	2,33
0,4	0,53	1,34	3,34	-0,25	7,22	1,50
0,5	0,25	0,75	2,25	-1,00	3,75	1,00
0,6	0,21	0,57	1,74	-1,22	2,07	0,67
0,7	0,21	0,53	1,45	-1,24	0,94	0,41
0,8	0,24	0,50	1,25	-1,19	0,60	0,25

Найдем максимально допустимую величину $H = \frac{2h}{d}$ для системы двух сферических зеркал указанного типа в предположении, что H определяется качеством изображения на оси, т. е. сферической абберацией. Здесь $2h$ — диаметр входного зрачка и d — длина системы. Зависимость H от d дана в табл. IV.2.

Пусть $2z$ — диаметр кружка рассеяния в плоскости наилучшей установки. Как известно, $2z$ составляет четвертую часть диаметра кружка рассеяния в гауссовой плоскости, но

Таблица IV.2

Зависимость величины H
от воздушного промежутка d

d , мм	$h_{\max}$, мм	H
100	6,3	0,12
200	14,8	0,15
300	27,0	0,18
400	42,0	0,21

$$2z = -\frac{1}{4} f' \omega'^2 S_1, \text{ где } \omega' = \frac{h_{\max}}{f'}.$$

Следовательно,

$$2z = -\frac{1}{4} \frac{h_{\max}^3}{f'^2} S_1. \quad (\text{IV.7})$$

С другой стороны, $H = \frac{2h_{\max}}{d} =$
 $= \frac{4}{d} \sqrt[3]{\frac{zf'^2}{S_1}}.$ Полагая $2z = 0,01$;
 $f' = 1000$ мм, получаем $H = \frac{68}{d\sqrt[3]{S_1}}.$

Как видно из таблицы, при возрастании d величина H меняется очень медленно, несмотря на то, что абберационные коэффициенты (табл. IV.1), а следовательно, и абберации уменьшаются в сотни раз. Этим подтверждается ранее сделанное предположение, что коэффициент H является хорошим критерием для определения совершенства оптической системы. Заметим, что при выбранных характеристиках объектива $f' = 1000$ мм и $2z = 0,01$ мм отношение H приближается к $1/6$ (независимо от h получается один и тот же кружок при всех значениях d).

Рассмотрим теперь величину углового поля зрения в зависимости от величины d в предположении, что поперечная кома k не превосходит 0,001.

Поскольку мы имеем $|k| = \frac{3}{2} \frac{h_{\max}^2}{f'} \text{tg } w_1 S_{11}$, то

$$\text{tg } w_1 = \frac{2fk}{2h_{\max}^2 S_{11}},$$

где $h_{\max}$ определяется из условия, что сферическая абберация не должна превышать $2z$, т. е. $h \leq 2 \sqrt[3]{\frac{2f'^2 z}{S_1}}.$

Подставляя это значение в выражение для $\text{tg } w_1$, получаем

$$\text{tg } w_1 = \frac{1}{6} \frac{k}{z^{2/3} f'^{1/3}} \frac{S_1^{2/3}}{S_{11}} \quad (\text{IV.8})$$

или в нашем случае ($f' = 1000$ мм; $k = 0,001$; $2z = 0,01$)

$$\operatorname{tg} w_1 = 0,00057 \frac{S_1^{2/3}}{S_{II}}.$$

Ниже приведены значения $l' = f' \operatorname{tg} w_1$ для различных d .

d	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
l'	0,9	1,8	2,4	2,7	3,0	3,5	4,0	4,5

Очевидно, что угол поля при малых d увеличивается пропорционально d . При дальнейшем увеличении d угол поля растет несколько меньше (т. е. выгодно иметь длинные системы).

Аберрации 3-го порядка двухзеркальных систем с асферичеками поверхностей

Рассмотрим сначала возможности исправления двухзеркальных систем при одной асферической поверхности. Из двух отражающих поверхностей в рассматриваемых системах наиболее выгодна для введения асферики первая, так как высота точки пересечения с ней первого вспомогательного луча больше, чем со второй поверхностью, и поэтому она больше влияет на сферическую аберрацию, чем вторая поверхность.

Заменим первое сферическое зеркало отражающей поверхностью 2-го порядка, определяемой ее радиусом кривизны при вершине r_1 и эксцентриситетом e_1 .

В [4, гл. II] было указано, что влияние асферики на аберрации 3-го порядка может быть выражено добавлением к коэффициентам аберраций 3-го порядка следующих членов, зависящих от эксцентриситетов деформированной поверхности:

$$\Delta S_I = -h_1 e_1^2 \frac{(\Delta n)^2}{(\Delta n)^2}; \quad \Delta S_{II} = \frac{y_1}{h_1} \Delta S_I;$$

$$\Delta S_{III} = \frac{y_1}{h_1} \Delta S_{II}; \quad \Delta S_V = \frac{y_1}{h_1} \Delta S_{III}.$$

Поскольку $\frac{(\Delta n)^2}{(\Delta n)^2} = -\frac{\alpha_3^2}{4}$, а $\frac{y_1}{h_1} = 1$, получаем $\Delta S_I =$
 $= \Delta S_{II} = \Delta S_{III} = \Delta S_V = \frac{e_1^2 \alpha_3^2}{4}$ при $h_1 = 1$.

Значения функции $\frac{\alpha_2^3}{4}$ приведены ниже.

d	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
α_2	-9,00	-4,00	-2,33	-1,50	-1,00	-0,67	-0,43	-0,25
$\frac{\alpha_2^3}{4}$	-182,00	-16,00	-3,20	-0,84	-0,25	-0,07	-0,02	0,00

Выбираем значения эксцентриситета e_1 таким образом, чтобы сферическая aberrация всей системы равнялась нулю. Тогда для всех остальных коэффициентов Зейделя получаем значения, приведенные в табл. IV.3.

Очевидно, что при исправлении сферической aberrации значения остальных aberrаций существенно меняются, но остаются довольно большими и лишь при значениях d , больших 0,3 и 0,4, становятся достаточно малыми. Во второй графе приведены значения e_1^2 , при которых сферическая aberrация исправлена. Почти все эти значения в интересующей нас области коротких систем близки к единице, т. е. поверхность близка к параболоидальной.

Отметим одно весьма важное, хотя и хорошо известное свойство зеркальных систем. При увеличении воздушного промежутка d уменьшается значение aberrационных коэффициентов. При

Таблица IV.3

Зависимость коэффициентов Зейделя от воздушного промежутка d в двухзеркальных системах с одной асферической поверхностью

d	e_1^2	S_I	S_{II}	S_{III}	S_{IV}	S_V
0,1	0,89	0	2,00	30,0	71,00	160,0
0,2	0,77	0	4,20	8,7	11,00	36,0
0,3	0,65	0	1,60	4,4	2,10	14,0
0,4	0,63	0	0,60	2,8	-0,20	6,7
0,5	1,00	0	0,50	2,0	-1,00	3,5
0,6	3,00	0	0,36	1,5	-1,20	1,8
0,8	60,00	0	0,26	1,0	-1,19	0,4

Таблица IV.4

Зависимость линейного поля зрения от величины воздушного промежутка d в двухзеркальных системах с одной асферической поверхностью

d	l'			
	$\frac{2h}{f'}$		$\frac{2h}{d}$	
	1/4	1/8	1/4	1/8
0,1	0,02	0,08	2,1	8,4
0,2	0,10	0,40	2,5	10,0
0,3	0,27	1,10	3,0	12,0
0,4	0,54	2,20	3,3	13,0
0,5	0,86	3,40	3,4	13,0
0,6	1,1	4,40	3,1	12,0

этом одновременно увеличивается высота h_2 , т. е. центральное виньетирование, так что лучшее исправление aberrаций всегда сопровождается увеличением центрального виньетирования.

Определим линейное поле зрения $2l'$ систем с исправленной сферической aberrацией в зависимости от d при различных отношениях отверстий, например 1 : 4; 1 : 8; фокусное расстояние примем равным 1000 мм.

Предположим, что ограничение поля вызвано допустимой величиной комы, равной 0,01 мм; тогда для линейного поля объектива находим значения, приведенные в табл. IV.4. Если исходить не из относительного отверстия, а из отношения $\frac{2h}{d}$, то получаются значения, указанные в четвертой и пятой графах. Из таблицы видно, что линейное поле $2l'$ остается почти неизменным, когда отношение $\frac{2h}{d}$ постоянно. Этот результат подтверждает также то, что основная характеристика двухзеркальной системы — это отношение $\frac{2h}{d}$, а не относительное отверстие. Тем не менее при постоянстве отношения $\frac{2h}{d}$ в случае увеличения d происходит некоторое, хотя и небольшое, улучшение качества изображения.

Отметим еще, что ни при каком отношении $\frac{d}{h}$ исправление астигматизма невозможно.

Рассмотрим случай двух асферических поверхностей. Потребуем, чтобы коэффициенты S_I и S_{II} были равны нулю, и считаем коэффициент астигматизма S_{III} . Легко доказать, что

$$\Phi_1 = \frac{1}{d} - 1; \quad \Phi_2 = \frac{2d-1}{d^2}; \quad \Phi_1 + \Phi_2 = \frac{1}{d^2} (1 + 3d + d^2).$$

Когда поверхности деформированы, как было показано в [4, гл. II], величина P изменяется на

$$\Delta P = -e^2 \frac{(\Delta \alpha n)^2}{(\Delta n)^2},$$

а W и Φ остаются без изменений.

Обозначим через P_i^* коэффициент P_i для деформированной поверхности, так что $P_i^* - P_i = \Delta P_i$. Для первой поверхности $\Delta P_1 = -\frac{e^2 \alpha_1^2}{4}$, а для второй $\Delta P_2 = -\frac{e^2}{4} (1 + \alpha_2)$, откуда

$$S_I^* = P_1^* + h_2 P_2^*; \quad \Delta S_I = \Delta P_1 + h_2 (\Delta P_2);$$

$$S_{II}^* = P_1^* + 0,5; \quad \Delta S_{II} = \Delta P_1;$$

$$S_{III}^* = P_1^* + 2W_1 + \Phi_1 + \Phi_2; \quad \Delta S_{III} = \Delta P_1;$$

$$S_V^* = P_1^* + 3W_1 + 2\Phi_1; \quad \Delta S_V = \Delta P_1.$$

Следовательно,

$$\Delta S_I = -S_I; \Delta S_{II} = -S_{II}.$$

Поэтому

$$\Delta P_1 = -S_{II}; \Delta P_2 = \frac{S_{II} - S_I}{h_2}; \Delta S_{III} = \Delta P_1 = -S_{II}; \Delta S_V = -S_{II}.$$

Отсюда вытекает очень простое правило для вычисления S'_{III} и S'_V . Изменения этих сумм при переходе к асферическим поверхностям равны значениям $-S_{II}$, относящимся к системам без асферических поверхностей.

В результате вычисления получаем зависимость коэффициентов Зейделя S_{III} , S_{IV} , S_V от d при $S_I = S_{II} = 0$ для апланатических двухзеркальных систем (табл. IV.5). Здесь же приведены значения e_1^2 и e_2^2 . Как видно из таблицы, первая поверхность при небольших d близка к параболоидальной, а вторая имеет вид гиперболоида с большим эксцентриситетом. При этом, когда $d = 0,5$, т. е. когда второе зеркало плоское, его эксцентриситет становится бесконечно большим. Это значит, что при $d > 0,5$ одновременное исправление сферической абберации и комы становится невозможным (при применении поверхностей 2-го порядка); впрочем, такие системы представляют мало интереса, так как при $d > 0,5$

Таблица IV.5

Зависимость коэффициентов Зейделя от воздушного промежутка d в системах с асферическими поверхностями

d	e_1^2	e_2^2	S_{III}	S_{IV}	S_V
0,1	1,00	100	10,0	71,00	140,0
0,2	1,03	30	4,5	11,00	32,0
0,3	1,15	16	2,8	2,10	12,0
0,4	1,60	16	2,0	-0,25	6,0
0,5	3,00	∞	1,5	-1,00	3,0
0,6	8,00	—	1,2	-1,20	1,5

центральное вишветирование становится очень большим и качество изображения вследствие дифракции заметно ухудшается.

Отметим, что, как и в предыдущем случае, S_{III} всегда положительна и в нуль не обращается, так что исправление астигматизма в двухлинзовых, даже деформированных, зеркалах принципиально невозможно. Этот результат верен в предположении, что изображение, даваемое объективом, получается вблизи от вершины первого зеркала.

Что касается S_{IV} , то, поскольку деформации зеркал не влияют на нее, она остается такой же, как в системах сферических поверхностей, и обращается в нуль, когда d близко к 0,4; S_V в нуль не обращается и уменьшается по мере увеличения d .

Отметим еще, что величины e^2 могут быть вычислены по формулам:

$$e_1^2 = \frac{4S_{II}}{\alpha_2^2}; \quad e_2^2 = \frac{4(S_I - S_{II})}{d(2 + \alpha_2)^2} = \frac{4(S_I - S_{II})}{(2d - 1)^2}. \quad (IV.9)$$

Определим отклонение ε асферической поверхности от сферической, величина которого определяется условием апланатизма системы. Отклонение ε , отсчитанное по нормали к сфере (или параллельно оси, что одно и то же с точностью до величин 6-го порядка малости относительно $\frac{h}{r}$), определяется по формуле

$$\varepsilon = -\frac{e^2}{8r^3} h^4. \quad (\text{IV.10})$$

Построим таблицу отклонения ε для различных значений d при следующих значениях постоянных: $f' = 1000$ мм; $h_1 = 125$ мм, т. е. относительное отверстие объектива принято равным 1 : 4.

Формулы для ε_1 и ε_2 на краю отверстия зеркал имеют следующий вид:

$$\varepsilon_1 = \frac{e_1^2}{8^4} 125 \left(\frac{1000}{r_1} \right)^3 = 0,0305 e_1^2 \left(\frac{1000}{r_1} \right)^3;$$

$$\varepsilon_2 = -\frac{e_2^2}{8^4} 125 d^4 \left(\frac{1000}{r_2} \right)^3 = 0,0305 e_2^2 d^4 \left(\frac{1000}{r_2} \right)^3.$$

Рассмотрение табл. IV.6 подтверждает уже сделанный вывод: сравнимы не системы с одинаковым относительным отверстием, а системы с одинаковым отношением $\frac{2h}{d}$.

Действительно, сравним системы с одинаковым отношением $\frac{2h}{d}$, причем примем его равным единице. Это значит, что относительное отверстие первой системы при $d = 0,1$ равно 1 : 10, второй системы — 1 : 5, третьей — 1 : 3 и т. д. Тогда величины ε_1 и ε_2 на краю рабочего отверстия принимают значения, приведенные в табл. IV.7.

Таблица IV.6

Зависимость величин ε от воздушного промежутка d в системах с асферическими поверхностями

d	$\frac{1000}{r_1}$	$\frac{1000}{r_2}$	ε_1	ε_2
0,1	-4,50	-40,00	2,700	20,00
0,2	-2,00	-7,50	0,250	0,62
0,3	-1,17	-2,22	0,056	0,04
0,4	-0,75	-0,62	0,020	0,003
0,5	-0,50	0	0,011	
0,6	-0,33	0,28	0,010	

Таблица IV.7

Зависимость величин ε от воздушного промежутка d в системах с асферическими поверхностями с одинаковым отношением $\frac{2h}{d}$

d	$2h$	$\frac{2h}{f'}$	ε_1	ε_2
0,1	100	1/10	0,07	0,51
0,2	200	1/5	0,10	0,25
0,3	300	1/3,3	0,11	0,09
0,4	400	1/2,5	0,13	0,02
0,5	500	1/2	0,17	

В предположении постоянства отношения $\frac{2h}{d}$ величина ε_1 меняется в пределах 0,07—0,17, а ε_2 — в довольно широких пределах: 0,5—0,02, но этот диапазон изменений во много раз меньше, чем в случае постоянства относительного отверстия.

Пользующаяся в настоящее время высокой репутацией среди астрономов апланатическая система Ритчи—Кретьена [9] относится к рассматриваемой здесь группе.

Конструктивные элементы этой системы следующие: $F' = 15\,625$ мм; диаметр входного зрачка 2500 мм; $d = 4286$ мм; общая длина (до изображения) 4907 мм; относительное отверстие 1 : 6,25; $r_1 = -12\,500$ мм; $r_2 = -5952$ мм.

Уравнение первого зеркала

$$x = -0,400 \cdot 10^{-4} y^2 + 239 \cdot 10^{-14} y^4 + 0,245 \cdot 10^{-22} y^6$$

при $e_1^2 = 1,147$;

второго зеркала

$$x = -0,840 \cdot 10^{-4} y^2 + 0,294 \cdot 10^{-11} y^4 \text{ при } e_2^2 = 5,96.$$

Суммы Зейделя

$$S_I = -0,0017; S_{II} = 0,0019; S_{III} = 2,75; S_{IV} = 2,27$$

$$S_V = 1,95.$$

Для точки на оси ($u_1 = 0$) диаметр кружка рассеяния в плоскости наилучшей установки 0,05 (0,8^h), но может быть доведен до нуля уточнением уравнений зеркал (или небольшой ретушью). Следует отметить большие значения аберраций в наклонных пучках. Для угла $u_1 = 22',5$ имеем в меридиональном сечении диаметр кружка 0,81 мм, в сагиттальном — 0,41 мм (10 и 5").

Однако, допуская некоторое увеличение аберраций в центре поля, не превышающее долей секунды, можно значительно, примерно вдвое, уменьшить S_{III} и S_{IV} и увеличить в 1,5 раза величину угла поля зрения.

С помощью коррекционной линзы Пиацци—Смита или более сложного компонента можно исправить кривизну и в известной степени астигматизм (или дисторсию), что выполнялось рядом исследователей.

3. КАТАДИОПТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С АПОФАЛЬНЫМИ АХРОМАТИЧЕСКИМИ КОМПЕНСАТОРАМИ

Возможности двухзеркальных систем, даже состоящих из двух несферических поверхностей, ограничены: с их помощью можно исправить только две аберрации; астигматизм и дисторсия не могут быть полностью исправлены, а в очень коротких системах (d около 0,1—0,2 фокусного расстояния) кривизна изображения также очень велика. Естественны попытки усовершенствования этих систем с помощью компенсаторов.

Рассмотрим сначала афокальные ахроматические компенсаторы. Такие компенсаторы, изготовленные из одной марки стекла, обладают двумя важными преимуществами по сравнению с линзовыми системами:

во-первых, они не меняют ход лучей в системе зеркал и не влияют на aberrации отражающих поверхностей;

во-вторых, хроматические aberrации в них могут быть исправлены с высокой степенью совершенства.

Системы Шмидта

Простейшим афокальным компенсатором является плоскопараллельная деформированная пластинка Шмидта. Она ставится в плоскости, содержащей центр кривизны сферического зеркала, и компенсирует сферическую aberrацию последнего.

Пластинка Шмидта служит входным зрачком, таким образом, главный луч падает на зеркало по нормали к поверхности и возвращается безаберрационно к центру, что обеспечивает автоматически исправление комы, астигматизма и дисторсии. Недостатком пластинки Шмидта является трудность ее изготовления. Деформированная поверхность имеет очень сложный вид.

В принципе компенсатор Шмидта может быть применен и в двухзеркальных системах. Расстояние его от большого зеркала произвольно, поэтому он обладает двумя корректирующими параметрами: это параметр P , который может приобрести любое значение, и высота второго вспомогательного луча y_1 . Параметр W в компенсаторе Шмидта равен нулю.

Рассмотрим случай, представляющий наибольший практический интерес, когда компенсатор Шмидта находится непосредственно впереди малого зеркала (рис. IV.4); тогда он не вызывает удлинения системы и встречается на пути лучей только один раз (если он помещен в промежутке между двумя зеркалами, лучи пересекают его дважды).

Величина y_1 на компенсаторе, как это легко показать, равна $1 + d$. Вычислим суммы S_{II} , S_{III} , S_{IV} , S_V в предположении, что компенсатор Шмидта обращает в нуль сферическую aberrацию системы зеркал (табл. IV.8). Напомним, что имеются в виду сферические поверхности зеркал.

Коэффициенты, приведенные в табл. IV.8, вычисляются из коэффициентов табл. IV.1 следующим образом. Обозначим суммы S_I , S_{II} , ..., S_V для системы, состоящей из сферических зеркал, через $(S_i)_c$, $(S_{II})_c$, ..., $(S_V)_c$. Тогда, поскольку $S_I = P_1 + (S_I)_c = 0$, имеем $P_1 = -(S_I)_c$ и выражения для всех сумм S_{II} , S_{III} , S_V принимают вид:

$$S_{II} = y_1 P_1 + (S_{II})_c; \quad S_{III} = y_1^2 P_1 + 2y_1 W_1 + \\ + (S_{III})_c (1 + d); \quad S_V = \frac{y_1^3 P}{h_1^3}.$$

Так как $y_1 = 1 + d$ и $W_1 = 0$, получаем:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= 0; S_{II} = -(1+d)(S_I)_c + (S_{II})_c; \\ S_{III} &= -(1+d)^2(S_I)_c + (S_{III})_c; S_{IV} = (S_{IV})_c; \\ S_V &= -(1+d)^3(S_I)_c + (S_V)_c. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.11})$$

Из табл. IV.8 видно, что при малых значениях d , соответствующих очень коротким системам, суммы S_{II} и S_{III} значительно

Таблица IV.8

Зависимость сумм Зейделя от воздушного промежутка d в системах с компенсатором Шмидта

d	S_I	S_{II}	S_{III}	S_{IV}	S_V
0,1	0	4,00	-4,0	71,00	107,0
0,2	0	1,80	3,2	11,00	26,0
0,3	0	0,95	3,0	2,10	11,5
0,4	0	0,60	2,3	-0,25	5,8
0,5	0	0,37	1,8	-1,00	2,9

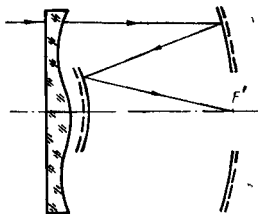


Рис. IV.4

меньше, чем они были без компенсатора Шмидта. Любопытно, что S_{III} обращается в нуль при величине d , лежащей между 0,1 и 0,2.

Вследствие трудности изготовления пластинки Шмидта указанные комбинации не получили распространения.

В п. 9 этой главы будет рассмотрен один из наиболее интересных вариантов систем Шмидта — так называемые системы «Супер-Шмидт».

Менисковые системы

Предложенные Д. Д. Максutowым компенсаторы не совсем подходят под категорию афокальных компенсаторов, так как исправление сферической aberrации, вызванное ими, осуществляется благодаря отступлению от афокальности и отчасти вследствие сравнительно большой толщины мениска. К тому же следует отметить, что исправление сферической aberrации возможно только при больших крутизнах сферических поверхностей, а это вызывает появление значительных aberrаций высших порядков.

Указанные особенности, которые обычно мало учитываются авторами теории менисковых систем, привели к тому, что до сих пор эта теория недостаточно проста и ясна.

В первом приближении можно считать, что по своему действию менисковый компенсатор стоит близко к шмидтовскому,

т. е. обладает определенным значением P при незначительной величине W . Это дает возможность использовать табл. IV.8 для выяснения возможностей менисковых систем, но следует еще раз подчеркнуть, что сказанное верно лишь в первом приближении. К менисковым компенсаторам мы вернемся в п. 4.

Системы с афокальным компенсатором а параллельном пучке

[Афокальные компенсаторы из одной марки стекла, состоящие из двух линз, равных по абсолютному значению оптических сил, но противоположного знака, обладают с точки зрения исправления аберраций двумя степенями свободы [4, гл. II], т. е. можно придать этим компонентам любую, заранее фиксированную пару значений P и W (за исключением $W = 0$ и $P \neq 0$). Величина π — третий основной параметр бесконечно тонких афокальных систем — равна нулю.

Следует отметить, что в афокальных компенсаторах число коррекционных параметров на единицу меньше, чем число конструктивных элементов, которых имеется три (четыре радиуса при условии афокальности). Таким образом, один из конструктивных параметров, например оптическая сила каждой линзы, является параметром, не влияющим на аберрации 3-го порядка, но оказывающим влияние на аберрации высших порядков.

Наиболее рациональным использованием афокальных компенсаторов является исправление с их помощью первых сумм S_I и S_{II} зеркально-линзовой системы. Если обозначить через P_0 и W_0 параметры афокального компенсатора, то условие $S_I = 0$ приводит к уравнению $P_0 = -S_I^0$, а условие устранения комы — к уравнению $(1+d)P_0 + W_0 = -S_{II}^0$, где S_I^0 и S_{II}^0 — суммы системы из двух сферических зеркал.

Нетрудно получить изменения сумм S_{III}^0 , S_V^0 , вызванные наличием компенсатора;

$$\left. \begin{aligned} \Delta S_{III} &= (1+d)^2 S_I - 2(1+d) S_{II}, \\ \Delta S_V &= 2(1+d)^3 S_I - 3(1+d)^2 S_{II}. \end{aligned} \right\} \quad (IV.12)$$

Полученные таким образом новые аберрационные коэффициенты приведены в табл. IV.9.

Сравнение этой таблицы с табл. IV.5, которая была приведена для случая несферических поверхностей, приводит к следующим

Таблица IV.9
Зависимость коэффициентов Зейделя от воздушного промежутка d в системах из двух сферических зеркал с афокальным компенсатором в параллельном пучке

d	S_I	S_{II}	S_{III}	S_{IV}	S_V
0,1	0	0	-29,0	71,00	90,0
0,2	0	0	-3,8	11,00	19,0
0,3	0	0	-0,4	2,10	6,5
0,4	0	0	0,3	-0,25	2,3
0,5	0	0	0,4	-1,00	0,4

выводам. Коэффициент астигматизма изменил свой знак, но, к сожалению, для коротких систем его значения очень велики. Однако этот коэффициент обращается в нуль для значения d , близкого к 0,35. При этом коэффициент S_{IV} также близок к нулю. Дисторсия имеет приблизительно одинаковые значения и знаки в обеих категориях систем. Этот коэффициент очень велик для малых d . В этом отношении система с афокальным компенсатором в параллельном пучке и система с несферическими поверхностями приблизительно равноценны, но система с афокальным компенсатором выгоднее в отношении астигматизма.

Сноумы о афокальным номпенсатором о сходящемся нучно

Если исходить из соображений формального характера, например, из числа свободных параметров, действующих на абберрации, то система с афокальным компенсатором внутри может показаться более выгодной, чем система с афокальным компенсатором в параллельном пучке, так как в первом случае появляется лишний параметр — положение афокального компонента. Однако это преимущество пропадает вследствие того, что положение афокального компонента фактически определяется однозначно. Если расположить его близко ко второму зеркалу, то лучи, входящие из большого зеркала, дважды проходят через компенсатор и тогда, как показывают вычисления, количество его абберационных параметров уменьшается с двух до одного (W равно или близко к нулю). Если поместить его близко к фокальной плоскости, он практически влияет только на дисторсию. Поэтому рационально ставить его посредине между вторым зеркалом и фокальной плоскостью, что приводит к максимально возможной величине h , а следовательно, к максимально возможному значению hP , воздействию на сферическую абберацию и кому.

Рассмотрим сначала систему, состоящую из двух сферических зеркал и афокального компенсатора, находящегося посредине между вторым зеркалом и фокальной плоскостью. Высоты h_3 и y_3 на компенсаторе равны:

$$h_3 = \frac{h_2}{2} \text{ и } y_3 = -\frac{1}{2}.$$

Условимся давать параметрам P_3 и W_3 такие значения, чтобы коэффициенты сферической абберации и комы всей системы равнялись нулю. Из этих условий следует:

$$h_3 P_3 = -S_1^0; y_3 P_3 + W_3 = -S_{II}^0,$$

откуда

$$W_3 = \frac{-S_1^0 - dS_{II}^0}{d}; P_3 = -\frac{2S_1^0}{d}.$$

Добавления к коэффициентам S_{III} и S_V , вызванные компенсатором, могут быть определены из следующих формул:

$$\left. \begin{aligned} \Delta S_{III} &= \frac{y_3^2}{h_3} P_3 + \frac{2y_3}{h_3} W_3 = \frac{P_3}{2d} - \frac{2}{d} W_3 = \frac{1}{d^2} (S_I^0 + 2S_{II}^0); \\ \Delta S_V &= \frac{y_3^3}{h_3^3} P_3 + \frac{3y_3^2}{h_3^2} W_3 = -\frac{P_3}{2d^2} + \frac{3}{d^2} W_3 = -\frac{1}{d^2} (2S_I^0 + 3dS_{II}^0). \end{aligned} \right\} \quad (IV.13)$$

Результаты вычислений, проделанных на основании этих формул, приведены в табл. IV.10. Из таблицы видно, что значения S_{III} и S_V очень велики при малых d и даже при $d > 0,4$ они еще достаточно большие. Кроме того, значения W_3 и P_3 тоже велики,

Таблица IV.10

Зависимость коэффициентов Зейделя от воздушного промежутка d в системах из двух сферических зеркал с афокальным компенсатором в сходящемся пучке

d	S_I^0	S_{II}^0	$S_I^0 + 2dS_{II}^0$	$2S_I^0 + 3dS_{II}^0$	ΔS_{III}	ΔS_V	S_{III}	S_V
0,1	162	132	198	379	198 000	—378 000	29 000	—378 000
0,2	12,3	16,5	18,7	34,6	470	—4 300	490	—4 300
0,3	12,1	3,70	4,30	7,60	47	—280	54	—266
0,4	0,53	1,34	1,60	2,66	10	—41	13	—34
0,5	0,25	0,75	1,00	1,62	4	—13	6	—9

что влечет за собой появление aberrаций высших порядков. Это легко объясняется тем обстоятельством, что условие исправления сферической aberrации большого зеркала с помощью компенсатора благодаря малому значению h_3 на последнем приводит к недопустимо большим значениям коррекционных параметров W_3 и P_3 . Делались попытки применить два афокальных компенсатора в сходящемся пучке: первый из них находится ближе к малому зеркалу и исправляет в основном сферическую aberrацию и кому; второй находится недалеко от плоскости изображения и исправляет астигматизм и дисторсию. Однако системы с такой парой афокальных компенсаторов обладают теми же дефектами, что и ранее рассмотренные системы с одним афокальным компенсатором в сходящемся пучке: необходимость исправления сферической aberrации большого сферического зеркала приводит к большим значениям коррекционных параметров P_3 и W_3 , а следовательно, и к большим остаточным aberrациям.

Таким образом, мы приходим к заключению, что применять афокальный компенсатор в сходящемся пучке имеет смысл только тогда, когда абберация первого зеркала уже исправлена (целиком или частично) путем применения асферической поверхности.

Схемы с афокальным компенсатором в сходящемся пучке и большим асферическим зеркалом

Введение асферики на большом зеркале добавляет лишний параметр (эксцентриситет), дающий возможность устранить сферическую абберацию даже без помощи компенсатора, роль которого сводится к исправлению комы и астигматизма.

Уравнения для исправления первых трех сумм S_I , S_{II} и S_{III} в рассматриваемом случае при $y_1 = 1$, $y_2 = 0$, $y_3 = -1/2$, $h_1 = 1$, $h_2 = d$, $h_3 = \frac{d}{2}$ принимают вид:

$$\Delta P_1 + \frac{d}{2} P_3 = -S_I^0; \Delta P_1 + W_3 - \frac{1}{2} P_3 = -S_{II}^0;$$

$$\Delta P_1 - \frac{2}{d} W_3 + \frac{1}{d} P_3 = -S_{III}^0,$$

где ΔP_1 — изменение P_1 , вызываемое деформацией первого сферического зеркала; S_I^0 , S_{II}^0 и S_{III}^0 — значения первых трех сумм Зейделя в системе двух сферических зеркал.

Решая эту систему уравнений относительно ΔP_1 , W_3 и P_3 , находим:

$$\left. \begin{aligned} \Delta P_1 &= - \frac{S_I^0 + 2dS_{II}^0 + d^2S_{III}^0}{(1+d)^2}; \\ W_3 &= - \frac{S_I^0 - (1-d)S_{II}^0 - dS_{III}^0}{1+d}; \\ P_3 &= -2 \frac{(2+d)S_I^0 - 2S_{II}^0 - dS_{III}^0}{(1+d)^2}; \\ S_V &= S_V^0 + \Delta P_1 - \frac{1}{d^2} \left(\frac{P_3}{2} - 3W_3 \right). \end{aligned} \right\} \quad (IV.14)$$

Подставляя в формулы (IV.14) вместо S_I^0 , S_{II}^0 и S_{III}^0 равноценные им значения из табл. IV.1, получаем табл. IV.11, в которой $S_I = S_{II} = S_{III} = 0$. Значения коррекционных параметров W_3 и P_3 здесь значительно меньше, чем в рассмотренном ранее случае, но коэффициент дисторсии растет. Все же системы этого типа могут найти применение в астрономических приборах с углами поля, не превышающими несколько градусов.

Таблица IV.11

Зависимость коэффициентов Зейделя от воздушного промежутка d в системах с афокальным компенсатором в сходящемся пучке и большим асферическим зеркалом

d	ΔP_1	w_3	P_3	ΔP_V	S_V^0	S_V	e_1^2
0,1	-166,00	19,50	72,70	2000	322,0	2500	0,92
0,2	-13,70	4,29	14,20	130	48,0	180	0,86
0,3	-2,87	1,90	5,40	30	16,0	46	0,92
0,4	-1,09	1,15	2,80	11	7,2	18	1,30
0,5	-0,69	0,83	1,76	6	3,8	10	2,80

Напомним, что $\Delta P_1 = -\frac{e_1^2 - \alpha_3^2}{4}$, а так как $\alpha_2 = \frac{d-1}{d}$, то $\Delta P_1 = \frac{e_1^2}{4} \left(\frac{1-d}{d} \right)^3$, откуда $e_1^2 = 4\Delta P_1 \left(\frac{d}{1-d} \right)^3$. Как видно из последней графы табл. IV.11, для малых d квадрат эксцентриситета первого зеркала близок к единице, так что первое зеркало близко к параболоиду.

К этим системам мы вернемся в конце главы.

Системы, состоящие из двух асферических зеркал с афокальным компенсатором в сходящемся пучке

В принципе достаточно одной асферической поверхности, чтобы при наличии афокального компенсатора и при правильном соотношении высот ($h_2 = 0,38$) исправить все aberrации 3-го порядка, кроме дисторсии. Но эта комбинация приводит к большим кривизнам поверхностей компенсатора и, следовательно, к значительным aberrациям высших порядков. Надлежащим выбором формы второго зеркала можно добиться заметного улучшения результатов и получить систему с большим относительным отверстием и значительным углом поля зрения.

В качестве примера приведем систему Кассегрена с афокальным компенсатором в сходящемся пучке, рассчитанную в ГОИ М. А. Варваринной и удовлетворяющую следующим условиям:

изображение находится в отверстии большого зеркала;

компенсатор стоит на полпути между малым зеркалом и плоскостью изображения;

апертурная диафрагма расположена непосредственно впереди малого зеркала;

все суммы Зейделя, за исключением пятой, равны нулю;

$S_V = 13,8$ и дисторсия для $w_1 = -2^\circ$ равна 0,37 мм;

система афокального компенсатора бесконечно тонка; ее параметры имеют следующие значения: $P_3 = 0,121$; $W_3 = 0,375$, фокусное расстояние системы равно 1200 мм, относительное отверстие 1 : 3.

Конструктивные элементы и aberrации такой системы приведены в табл. IV.12, IV.13. Эта система является лишь первым

Таблица IV.12

Конструктивные элементы
системы Кассегрена
с афокальным компенсатором
в сходящемся пучке

r	d	n	D_{CB}	e^2
—1470,6		1	243	1,748
—1442,4	—456	—1	78	50,43
179,51	228	1	58	
122,23	0	1,42	58	
231,46	0	1,0	58	
584,89	0	1,42	58	
		1,0	58	

Таблица IV.13

Аберрации системы Кассегрена
с афокальным компенсатором
в сходящемся пучке

m	$\omega_1 = 0^\circ$		$\omega_1 = -2^\circ$	
	$\delta g'$	$\eta, \%$	$x'_m = 0,313$ $x'_s = 0,047$	
			$\delta g'$	$\delta G'$
200	0,063	0,051	0,280	0,093
173	0,030	0,030	0,180	0,051
141	0,010	0,014	0,100	0,023
100	0,001	0,004	0,050	0,008
0	0	0	0	0
—100	—0,001	0,004	—0,012	—0,008
—141	—0,010	0,014	—0,007	—0,023
—173	—0,030	0,030	—0,001	—0,051
—200	—0,063	0,051	0,008	—0,093

приближением. В зависимости от ее назначения и требуемой степени коррекции необходимо давать суммам $S_1, \dots, S_{IV}$ значения, несколько отличные от нуля, а толщины линз должны соответствовать их диаметрам. Рассмотрев табл. IV.13, можно прийти к заключению, что при фокусном расстоянии 1200 мм и требовании хорошего качества изображения можно допустить относительное отверстие 1 : 3 и угол поля $3,5-4^\circ$.

**Системы, состоящие из двух сферических зеркал
и двух афокальных компенсаторов: один в параллельном пучке,
другой — в сходящемся**

Полагаем, что первый афокальный компенсатор стоит непосредственно впереди малого зеркала, так что $y_1 = 1 + d$; второй стоит между вершиной второго зеркала и фокальной плоскостью.

Тогда $h_2 = \frac{d}{2}$; $y_3 = -\frac{1}{2}$.

Выражения для коэффициентов аббераций 3-го порядка $S_I, \dots, S_V$ принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= P_0 + P_1 + dP_2 + \frac{d}{2} P_3; \\ S_{II} &= (1+d)P_0 + W_0 + P_1 + 0,5 - \frac{d}{2} P_3 + W_3; \\ S_{III} &= (1+d)^2 P_0 + 2(1+d)W_0 + P_1 + \\ &\quad + 2W_1 + \Phi_1 + \Phi_2 + \frac{P_3}{2d} - \frac{2}{d} W_3; \\ S_{IV} &= -\Phi_1 - \Phi_2 = 1 - \frac{3}{d} + \frac{1}{d^2}; \\ S_V &= (1+d)^3 P_0 + 3(1+d)^2 W_0 + P_1 + \\ &\quad + 3W_1 + 2\Phi_1 - \frac{P_3}{2d^2} + \frac{3W_3}{d^2}. \end{aligned} \right\}$$

Условие устранения кривизны дает, как это видно из уравнения для S_{IV} ,

$$d = \left(\frac{3 - \sqrt{5}}{2} \right) = 0,382.$$

Вводя ранее применяемые обозначения $S_I^0, S_{II}^0, \dots, S_V^0$ для сумм системы двух сферических зеркал и полагая $S_I = S_{II} = S_{III} = S_V = 0$, получаем:

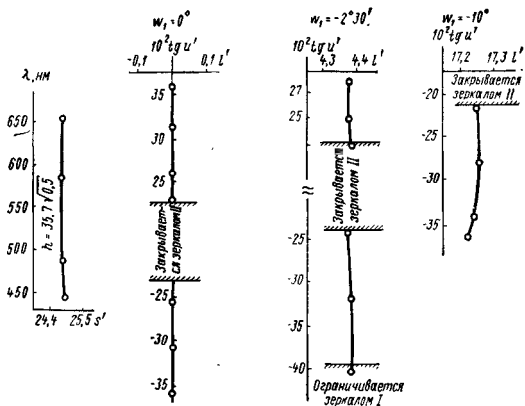
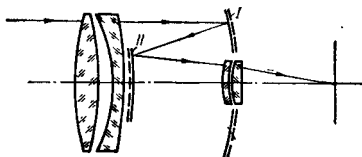
$$\left. \begin{aligned} P_0 + \frac{d}{2} P_3 &= -S_I^0; \quad (1+d)P_0 + W_0 - \frac{d}{2} P_3 + W_3 = -S_{II}^0; \\ (1+d)^2 P_0 + 2(1+d)W_0 + \frac{P_3}{2d} - \frac{2}{d} W_3 &= -S_{III}^0; \\ (1+d)^3 P_0 + 3(1+d)^2 W_0 - \frac{P_3}{2d^2} + \frac{3}{d^2} W_3 &= -S_V^0. \end{aligned} \right\}$$

Для любого значения d эта система четырех уравнений 1-го порядка с четырьмя неизвестными имеет единственное решение.

Рассмотрим подробнее частный случай, когда $S_{IV} = 0$, представляющий наибольший практический интерес. Для него, как показывает непосредственное вычисление, имеем: $S_I^0 = 0,673$; $S_{II}^0 = 1,588$; $S_{III}^0 = 3,72$; $S_V^0 = 8,35$. Решая последнюю систему уравнений при этих значениях постоянных, получаем:

$$\begin{aligned} P_0 &= -0,55; \quad P_3 = -0,66; \\ W_0 &= -0,99; \quad W_3 = -0,17. \end{aligned}$$

Эти результаты приводят к довольно благоприятным значениям для радиусов кривизны компенсаторов. Действительно, более подробные вычисления, которые мы опускаем, показывают, что



Виньетирование входного зрачка в зависимости от угла поля зрения

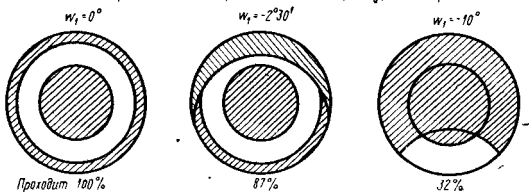


Рис. IV.5

система с полученными значениями параметров P_3 и W_3 при фокусном расстоянии порядка 100—300 мм может обладать относительным отверстием 1 : 1,5 и более при угле поля порядка 20° . Увеличению угла поля мешают не аберрации, а лишь виньетирование наклонных пучков, достигающее излишне большой величины. При $2w_1 = 10^\circ$ отношение площади выходного зрачка к площади, соответствующей центру поля, равно 70%, а при $2w_1 = 20^\circ$ — лишь 32%.

Зеркально-линзовая система этого типа была рассчитана Е. И. Гагенторн под руководством автора в 1949 г. Ее схема и аберрации приведены на рис. IV.5. В этой системе все суммы практически равны нулю, за исключением S_v , значение которой близко к -1. Впрочем, значение дисторсии для угла $w_1 = 5^\circ$ не превышает нескольких микрометров и начинает быстро расти лишь после $w_1 = 7+8^\circ$.

4. РАСЧЕТ НАИБОЛЕЕ РАСПРОСТРАНЕННЫХ АФОКАЛЬНЫХ КОМПЕНСАТОРОВ

Пластина Шмидта

Пластина Шмидта, центр которой совпадает с центром сферического зеркала, аберрации которого она исправляет, рассчитывается следующим образом. Одна из поверхностей пластинки принимается плоской. Продольная сферическая аберрация зеркала определяется формулой

$$\delta s' = -\frac{r}{16} \omega'^4,$$

где $\omega' = \frac{h}{f'}$ — апертурный угол зеркала. Волновая аберрация равна $N = \int_0^{\omega'} \delta s' \sin u' du'$. Полагая угол u' не слишком большим, получаем

$$N = -\frac{f'}{32} \omega'^4 = -\frac{h^4}{32f'^3}.$$

Для исправления этой волновой аберрации следует придать одной из плоских поверхностей пластинки деформацию ε_0 , равную $\frac{N}{n-1}$; таким образом,

$$\varepsilon_0 = \frac{h^4}{32(n-1)f'^3}. \quad (IV.15)$$

Однако, если придать плоской поверхности деформацию ε_0 , определяемую по этому закону, то на краю пластинки лучи будут испытывать значительное отклонение, которое влечет за собой и появление хроматической аберрации. Во избежание этого центральной части пластинки придают вид плоско-выпуклой линзы,

а радиус кривизны у вершины этой линзы подбирается таким образом, чтобы луч на некоторой заданной высоте, составляющей обычно около 80% полу диаметра линзы, не подвергался отклонению. Деформация ε_1 , вызываемая сферичностью поверхности, равна $\varepsilon_1 = \frac{h^2}{r_0}$. Общая деформация $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_0 = \frac{h^2}{r_0} + \frac{h^4}{32(n-1)f'^2}$.

Из условия, что луч проходит без отклонения на высоте h , получаем

$$\frac{2h_0}{r_0} + \frac{4h_0^3}{32(n-1)f'^2} = 0,$$

откуда

$$\frac{1}{r_0} = - \frac{2h_0^2}{32(n-1)f'^2}.$$

Окончательная формула для ε имеет вид

$$\varepsilon = - \frac{2h_0^2 h^2 + h^4}{32(n-1)f'^2}. \quad (IV.16)$$

Из (IV.16) вытекает, что максимальное отклонение ε на высоте h равно

$$\varepsilon_{\max} = - \frac{h^4}{32(n-1)f'^2}. \quad (IV.17)$$

Формула (IV.17) может служить лишь первым приближением. Более точный расчет ведется с добавлением членов шестой и восьмой степеней, пока не будет обеспечена необходимая допустимая величина абберации центрального пучка.

Помимо пластинок, одна из поверхностей которых плоская, можно применять афокальные менисковые линзы с почти равными радиусами, удовлетворяющими условию афокальности $n(r_2 - r_1) + (n-1)d = 0$, или $r_1 - r_2 = \frac{(n-1)d}{n}$, и деформировать одну из поверхностей по указанному выше закону. Если кривизны линз велики, необходимо принимать во внимание сферическую абберацию самой линзы. Такая линза служит промежуточным звеном между пластинкой Шмидта и мениском Максутава.

Менисковый компенсатор

Теория менискового однолинзового компенсатора, предложенного в 1941 г. Д. Д. Максутковым, была изложена в [4, гл. III]. Ограничимся здесь лишь перечислением основных формул расчета.

Менисковая линза не строго афокальна, на этом и основано ее компенсирующее действие. Обозначим через α_p угол пересечения первого параксиального луча с осью после менисковой линзы. Предположим, что $\alpha_p = 1$, где p — номер последней поверхности системы мениск — зеркало (или комбинации зеркал).

Коэффициент сферической аберрации мениска определяется из формулы

$$\sum_1^2 hP = \frac{\alpha_3^3}{(1-\nu)^2} [(2\nu+1)t + d\alpha_2\nu - d\alpha_2 t(2\nu+1) + \\ + d\alpha_2 t^2(2+\nu) - d\alpha_2 t^3],$$

где $t = \frac{\alpha_2}{\alpha_3}$ — малая величина порядка нескольких процентов.

Приближенно можно писать

$$\sum_1^2 hP = \frac{\alpha_3^3}{(1-\nu)^2} [(2\nu+1)t + d\alpha_2\nu],$$

где $\nu = \left| \frac{1}{n_2} \right|$; $d = \frac{d_1}{f'}$; f' — фокусное расстояние всей системы.

Условие ахроматизма может быть написано в виде

$$r_1 - r_2 = \frac{n^2 - 1}{n^2} d_1$$

или выражено в переменных t и α_2 :

$$\sum hu = -\frac{\alpha_2}{\mu} (t - d\alpha_2 t + d\alpha_2).$$

При $\sum hu = 0$ $\alpha_2 = -\frac{d_1 \alpha_3^2}{f'}$

и выражение для $\sum_1^2 hP$ принимает вид

$$\sum_1^2 hP = -\frac{d}{f'} \frac{n(n+1)}{(n-1)^2} \alpha_2^3. \quad (\text{III.18})$$

В первом приближении величина $\sum_1^2 hP$ должна обладать той же абсолютной величиной, что и $\sum_3^p hP$ системы зеркал, следующих за меннсковым компенсатором, но с обратным знаком. Поскольку α_2 отлично от нуля, на систему зеркал падает не параллельный оси пучок; поэтому, после того как получено α_2 из последней формулы, необходимо заново вычислить $\sum_3^p hP$ системы зеркал с учетом непараллельности падающего пучка и выполнить новый расчет величин α_2 и α_3 исходя из нового значения $\sum_3^p hP$.

Новые величины α_2 и α_3 будут мало отличаться от прежних, главная же причина, из-за которой следует менять значение первой суммы, — это наличие довольно значительной аберрации высших порядков.

Если менниковый компонент не должен быть ахроматичным, например, если стоящая за ним система содержит линзы и требуется исправить ее хроматическую аберрацию, выражения для

$\sum_1^2 hu$ и $\sum_1^2 hP$ имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \sum_1^2 hu &= -\frac{1}{\mu} [\alpha_3 - d\alpha_2(\alpha_3 - \alpha_2)]; \\ \sum_1^2 hP &= \left(\frac{\alpha_2}{1-v}\right)^2 [(2v+1)\alpha_3 + \alpha_2^2 dv]. \end{aligned} \right\} \quad (IV.19)$$

В наиболее распространенном частном случае за менником следует лишь одно сферическое зеркало. Вследствие малости величины α_3 имеем для зеркала при $\alpha_4 = n_4 = 1$

$$h_3P = \frac{1+\alpha_3}{4} (h_2 - d_2\alpha_3), \quad (IV.20)$$

где d_2 — расстояние от мениска до зеркала. Поскольку $\alpha_3 = -d\alpha_2^2$, то, полагая $d_1 = \frac{1}{8}D$, где D — диаметр входного зрачка, совмещенного с менниковым компенсатором, получаем после несложных вычислений для радиусов кривизны мениска следующие значения:

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= -\sqrt[4]{\frac{(n-1)^2(n+1)}{2n^3} Df'^2}; \\ r_2 &= r_1 - \frac{d_1}{n^2} (n^2 - 1). \end{aligned} \right\} \quad (IV.21)$$

В случае, когда для мениска применяется стекло К8 ($n_D = 1,5163$), формула для $\sum_1^2 hP$ принимает вид

$$\sum_1^2 hP = -14,24 \frac{d_1 \alpha_2^4}{f'}.$$

Наличие больших высших порядков сферических аберраций, свойственных менниковым компенсаторам по причине значительной кривизны их поверхностей (рис. IV.6), является серьезным недостатком этих систем. Д. Д. Максудов предложил применять ретушь одной из поверхностей, а также заменить однолинзовый мениск двойным, кривизны которого обращены в противополож-

ные стороны. Предлагались и другие варианты двойных менисков, но все они обладают меньшими возможностями, чем двухлинзовые строго афокальные компенсаторы, свойства которых изложены ниже.

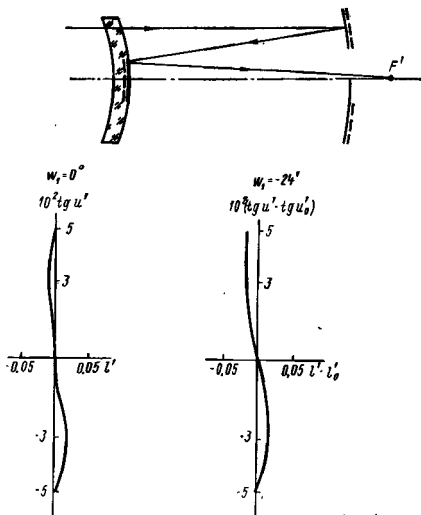


Рис. IV.6

Двухлинзовые афокальные компенсаторы

Полагаем афокальный компенсатор бесконечно тонким, состоящим из двух бесконечно тонких линз из одного материала с показателем преломления, равным $n = \frac{1}{v}$. На компенсатор падает первый параксиальный луч под углом α_1 ; тогда $\alpha_6 = \alpha_1$. Легко вычислить, что

$$W = \frac{1+v}{1-v} (\alpha_4 - \alpha_2) (\alpha_3 - \alpha_1);$$

$$P = \frac{\alpha_3 - \alpha_1}{(1-v)^2} (\alpha_4 - \alpha_2) [(2+v)(\alpha_3 + \alpha_1) - (2v+1)(\alpha_4 + \alpha_2)],$$

откуда [4, гл. II]

$$\left. \begin{aligned} 2\alpha_2 &= \frac{2n+1}{2+n}(\alpha_3 + \alpha_1) - \frac{n^2-1}{n(2+n)} \frac{P}{W} - \frac{(n-1)W}{(n+1)(\alpha_3 - \alpha_1)}; \\ 2\alpha_4 &= \frac{2n+1}{2+n}(\alpha_3 + \alpha_1) - \frac{n^2-1}{n(2+n)} \frac{P}{W} + \frac{(n-1)W}{(n+1)(\alpha_3 - \alpha_1)}. \end{aligned} \right\} \quad (IV.22)$$

В частном случае, когда $n = 1,5163$, имеем:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_4 &= 0,1025 \frac{W}{\alpha_3 - \alpha_1} - 0,1215 \frac{P}{W} + 0,573(\alpha_3 - \alpha_1); \\ \alpha_2 &= -0,1025 \frac{W}{\alpha_3 - \alpha_1} - 0,1215 \frac{P}{W} + 0,513(\alpha_3 - \alpha_1). \end{aligned} \right\} \quad (IV.22a)$$

Заметим, что

$$\frac{P}{W} = \frac{(2+\nu)(\alpha_3 + \alpha_1) - (2\nu+1)(\alpha_4 + \alpha_2)}{1-\nu^2}.$$

Если $W = 0$, то P обязательно должно равняться нулю; однако, если $P = 0$, W может быть любым. Параметр $\alpha_3 - \alpha_1$, пропорциональный оптической силе первой линзы, может быть выбран произвольно: он влияет только на aberrации высших порядков афокального компенсатора. В первом приближении его выбирают таким, чтобы ни один из радиусов компенсатора не оказался слишком крутым. Окончательный выбор значения этого параметра определяется по результатам расчета хода лучей в зависимости от требований к качеству системы. Когда компенсатор находится впереди зеркальной системы, $\alpha_1 = 0$ и формулы для W и P несколько упрощаются:

$$W = \frac{1+\nu}{1-\nu}(\alpha_4 - \alpha_2)\alpha_3;$$

$$P = \frac{\alpha_3}{(1-\nu)^2}(\alpha_4 - \alpha_2)[(2+\nu)\alpha_3 - (2\nu+1)(\alpha_4 + \alpha_2)].$$

Если оптимальные значения остаточных aberrаций системы с афокальным компенсатором превышают допустимые по вне компенсатора, то можно один компенсатор заменить двумя двухлинзовыми афокальными, распределяя исправление aberrаций 3-го порядка на оба компенсатора (например, так, чтобы каждый из них исправлял лишь половину aberrаций). Этот прием обычно позволяет значительно уменьшить значения остаточных aberrаций.

Коррекционные возможности афокального компенсатора при двукратном ходе лучей через него

Если афокальный компенсатор стоит около плоского зеркала, то лучи проходят дважды через него (до и после зеркала) и представляют интерес величины P и W , определяемые из двукратного хода. Положим $\alpha_1 = 1$; $\alpha_5 = 1$. Допустим, что расстояние от зеркала до компонента равно нулю, так что h постоянно. Тогда условия симметрии приводят к уравнениям: $\alpha_2 = 2v - \alpha_5$; $\alpha_3 = 2 - \alpha_7$; $\alpha_4 = 2v - \alpha_6$, а P и W определяются формулами:

$$\left. \begin{aligned} W &= \frac{1+v}{1-v} (\alpha_5 - \alpha_2) (1 - \alpha_7); \\ P &= \frac{1-\alpha_7}{(1-v)^2} (\alpha_5 - \alpha_6) [(2+v)(3-\alpha_7) - (2v+1)(4v-\alpha_6-\alpha_8)] \end{aligned} \right\} \quad (IV.23)$$

Афокальный компенсатор при двукратном ходе лучей теряет параметр W , который всегда равен нулю, и коррекционные возможности уменьшаются вдвое.

Можно считать исчерпанным исследование одно- и двухзеркальных систем с афокальными компенсаторами. Более сложные системы такого типа на практике не встречаются, да и нет в них надобности, так как в рассмотренных здесь системах исправлены все aberrации 3-го порядка и качество изображения весьма удовлетворительное. Однако системы, содержащие афокальные компенсаторы в параллельном пучке, не могут быть применены в объективах, диаметр которых превышает 50–70 см, из-за трудностей, связанных с получением заготовок стекла больших размеров достаточно однородных. Кроме того, масса этих компенсаторов очень велика, что ставит пределы их применению во многих случаях.

Рассмотрим теперь системы с фокальными компенсаторами.

КАТАДИОПТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С КОМПЕНСАТОРАМИ, ОПТИЧЕСКАЯ СИЛА КОТОРЫХ ОТЛИЧНА ОТ НУЛЯ

Наиболее простой системой этого типа можно считать отражающую линзу Манжена, предложенную в 1871 г. для замены параболических рефлекторов, изготовление которых обходилось дорого, несмотря на невысокое качество поверхности.

Пусть свет распространяется в пространстве объектов справа налево и угол первого параксимального луча с осью равен α_1 ; α_4 — угол с осью того же луча после системы. Имеем

$$\alpha_3 - \alpha_2 = v(\alpha_4 - \alpha_1),$$

где v — абсолютное значение показателя $\frac{1}{|n|}$, и

$$\alpha_3 + \alpha_2 = 2h\rho_2,$$

где ρ_2 — величина, обратная радиусу отражающей поверхности. Отсюда получаем:

$$\alpha_3 = h\rho_2 + \frac{\nu}{2} (\alpha_4 - \alpha_1); \quad \alpha_2 = h\rho_2 - \frac{\nu}{2} (\alpha_4 - \alpha_1).$$

Полагая $h = 1$; $\alpha_1 = 0$; $\alpha_4 = 1$, находим:

$$W = - (1 + \nu) \rho_2 + 1 + \frac{\nu}{2};$$

$$(1 - \nu)^2 P = - 2\nu\rho_2^3 + (2\nu + 1) \rho_2^2 - \left(\nu^3 - \nu^2 - \frac{\nu}{2} + 2 \right) \rho_2 + \\ + \frac{\nu^3}{2} - \frac{\nu^2}{4} - \nu + 1.$$

Напомним [4, гл. III], что вычисление P и W в общем случае, когда n и n' не равны единице, может быть произведено по формулам:

$$n'^3 P = h^3 \varphi^3 \mathbf{P} + 4nn'\alpha h^2 \varphi^2 \mathbf{W} + nn'\alpha h \varphi [2n\alpha (2 + n'\pi) - n'\alpha'];$$

$$n'^2 W = h^2 \varphi^2 \mathbf{W} + \alpha nn' h \varphi \left(\frac{2}{n'} + \pi \right).$$

Здесь $h\varphi = \Delta\alpha n$; $\pi = \sum \frac{\alpha'n' - \alpha n}{nn'}$, а в случае простой линзы $\pi = 2 [(1 - \nu) \rho_1 + \nu\rho_2] f'$ при $f' > 0$ и $\nu = \frac{1}{|n|}$.

В общем случае, когда $\alpha_1 \neq 0$ и $\alpha_4 \neq 1$, имеем:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{W} &= (\alpha_4 - \alpha_1) \left[(1 + \nu) \rho_2 + (\alpha_4 + \alpha_1) \left(1 + \frac{\nu}{2} \right) \right]; \\ (1 - \nu)^2 \mathbf{P} &= - 2\nu\rho_2^3 + (1 + 2\nu) (\alpha_1 + \alpha_4) \rho_2^2 + \\ &+ \left[\left(\frac{3}{2} \nu + \nu^2 - \nu^3 \right) (\alpha_4 - \alpha_1)^2 - (2 + \nu) (\alpha_1^2 + \alpha_4^2) \right] \rho_2 - \\ &- \frac{\nu(2 + \nu)}{2} (\alpha_4 - \alpha_1) (\alpha_4^2 - \alpha_1^2) + \frac{\nu^2(2\nu + 1)}{4} \times \\ &\times (\alpha_1 + \alpha_4) (\alpha_4 - \alpha_1)^2 + \alpha_1^3 + \alpha_4^3 \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.24})$$

при $n_4 = 1$.

Поскольку имеется только один свободный параметр, пусть ρ_2 , то можно выполнить одно условие, например $\mathbf{P} = 0$. При любом значении показателя преломления линзы n существует такое значение ρ_2 , при котором $\mathbf{P} = 0$; это вытекает из того, что уравнение третьей степени имеет всегда по крайней мере один вещественный корень.

Еще со времен Манжена к условию отсутствия сферической аберрации добавилось условие отсутствия рефлексов от первой (преломляющей) поверхности линзы. Для соблюдения последнего условия нужно, чтобы центр кривизны преломляющей поверхности совпал с фокусом линзы, т. е. $\rho_1 = \frac{1}{f'} = 1$ при $f' = 1$, и выполнялось условие масштаба.

$$\frac{2(1-n)}{\rho_1} + \frac{2n}{\rho_2} = 1.$$

Легко определить, что совместное решение уравнений, выражающих условия $P = 0$ и $\rho_1 = 1$, приводит к следующему результату:

$$n = 1,5; \rho_2 = \frac{2}{3}; r_2 = 1,5.$$

В настоящее время условие устранения рефлекса от первой поверхности уже не является существенным, поскольку просветление оптики дает возможность во много раз ослабить рефлекс. Если пренебречь условием устранения рефлекса, то при любом стекле можно добиться отсутствия сферической аберрации; однако хроматическая аберрация не может быть устранена и оказывается немалой: она равна $1/3$ хроматической аберрации простой линзы, но с противоположным знаком (перенеспрямление). Фокусное расстояние линзы и марка стекла должны быть те же, что и у линзы Манжена.

Линза Манжена без дополнительных коррекционных линз, естественно, не может использоваться в качестве объектива, поскольку в ней исправлена только сферическая аберрация. Кома, определяемая величиной W , невелика, поскольку $W = -\frac{10}{9} + \frac{4}{3} = \frac{2}{9} = 0,22$ при $n = 1,5$, $\rho_1 = 1$ и $\rho_2 = \frac{2}{3}$, но все же отлична от нуля; затруднения вызывает и наличие хроматической аберрации линзы Манжена. Для исправления хроматических аберраций положения и увеличений необходимо после линзы Манжена расположить два компонента, разделенных воздушным промежутком или, по крайней мере, обладающих значительной толщиной.

Примером такого объектива может служить система, представленная на рис. IV.7, у которой соответствующим подбором радиусов и стекол двух предфокальных линз коэффициенты аберраций 3-го порядка доведены до следующих значений: $S_I = 0,0$; $S_{II} = 0,07$; $S_{III} = 0,73$; $S_{IV} = 0,3$; $S_V = 12,5$; для спектральной области 330—405 нм $S_{I\text{chr}} = 0,0013$; $S_{II\text{chr}} = 0,028$. Как видно, вторую хроматическую аберрацию не удалось исправить и она вместе с третьей суммой S_{III} ограничивает угол поля зрения до 3° .

Линза Манжена может быть использована в качестве второго компонента, но при условии, что его диаметр достаточно велик

и он может исправить сферическую aberrацию первого компонента. Примером может служить система с двумя отражающими поверхностями типа Кассегрена, в которой первое зеркало сферическое, второе — представляет собой линзу Манжени, а триплет

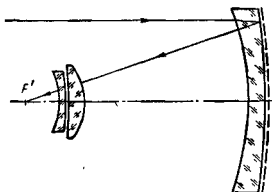


Рис. IV.7

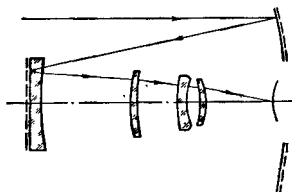


Рис. IV.8

с большими воздушными промежутками исправляет остаточные aberrации системы, особенно хроматические (рис. IV.8). Такая система должна проектировать на плоский экран изображение катода ЭОПа, радиус кривизны которого примерно в три раза

меньше, чем фокусное расстояние объектива. Относительное отверстие объектива 1 : 2, угол поля зрения 4° , фокусное расстояние 1000 мм. Длина системы несколько меньше, чем диаметр объектива.

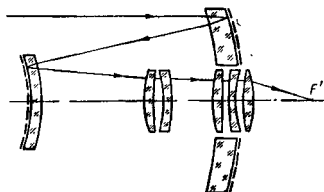


Рис. IV.9

Применение двух линз Манжени в качестве первого и второго зеркал системы Кассегрена может дать хорошие результаты,

но при этом требуется сложная система компенсатора для исправления остаточных aberrаций, особенно хроматических. На рис. IV.9 приведена такая система с относительным отверстием 1 : 1,25, углом поля зрения 6° и фокусным расстоянием 100 мм. Здесь все суммы исправлены удовлетворительно: $S_I = 0,014$; $S_{II} = 0,0046$; $S_{III} = 0,7$; $S_{IV} = 0,45$; $S_V = -1,11$; $S_{I\text{ chr}} = -0,0019$; $S_{II\text{ chr}} = -0,0016$.

6. ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫЕ СИСТЕМЫ С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ КОМПЕНСАТОРОМ В ПАРАЛЛЕЛЬНОМ ПУЧКЕ

В некоторых случаях наличие двухлинзового афокального компенсатора в параллельном пучке, т. е. перед объективом, представляет в неудобство, что вес оптической системы становится недопустимо большим. Были сделаны попытки ограничиться одно-

линзовыми компенсаторами, но обладающими оптической силой. Практика показала, что эти компенсаторы должны обладать положительной оптической силой и что они хорошо сочетаются с отражающими элементами в виде линз Манжена, так как при этом происходит некоторая (неполная) компенсация хроматических aberrаций. Для полной компенсации следует еще добавить перед изображением две линзы, исправляющие астигматизм и дисторсию.

Примером такой системы служит зеркально-линзовый объектив (расчет Е. И. Гаген-торн) с относительным отверстием 1:1, углом поля зрения 15° , фокусным расстоянием 100 мм и с хорошим исправлением aberrаций (рис. IV.10).

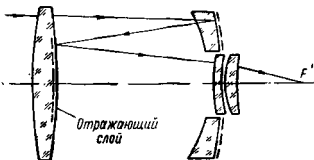


Рис. IV.10

Вторым примером может служить объектив «Нева», применяемый для телескопических систем (рис. IV.11). Одно из основных требований, которым должен удовлетворять этот объектив, относится к его массе и длине (длина объектива не превышает 0,6 его диаметра). Это вызывает трудности при расчете, в том числе невозможность полностью устранить астигматизм и дисторсию.

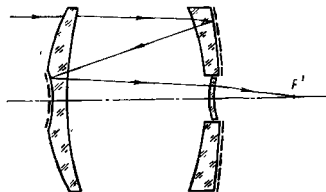


Рис. IV.11

Кроме первого компонента корригирующим фокальным компенсатором служит отрицательная линза, помещенная в отверстие второго компонента.

Методика расчета фокальных компенсаторов не обладает такой же простотой, как методика расчета афокальных коррекционных систем. Во-первых, aberrационные коэффициенты P , W вычисляются

более сложным путем, во-вторых, воздушные расстояния играют большую роль в исправлении aberrаций и выражения для коэффициентов aberrаций 3-го порядка систем, содержащие подлежащие определению расстояния, становятся весьма сложными. Рационально применять методику расчета фотографических объективов средней сложности, т. е. использовать для определения оптических сил и расстояний между линзами уравнения, выражающиеся в виде простых функций от оптических сил ϕ и высот h и y , например уравнение для обеих хроматических aberrаций, для пецвалеовой суммы. При этом расстояния между

линзами дают для начала произвольные значения и изменяют их в зависимости от значений, получаемых для φ и других конструктивных элементов (определяемых из условия исправления тех или других сумм Зейделя). Такие вычисления с успехом могут быть выполнены ЭВМ, согласно методике, изложенной в [4, гл. VIII].

Представляют интерес системы Кассегрена с компенсаторами, расположенными близко к фокальной плоскости. Две из них,

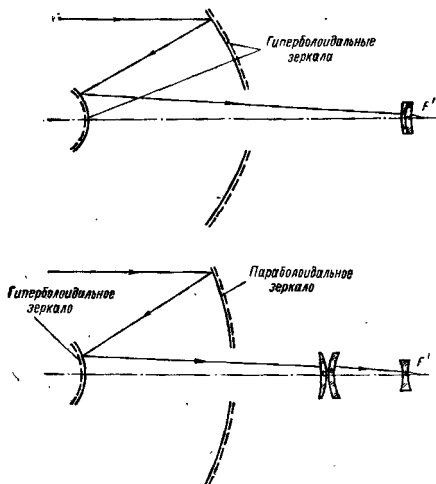


Рис. IV.12

весьма сходные по своим характеристикам (относительное отверстие, отношение длины к фокусному расстоянию), показаны на рис. IV.12. В первой использованы две гиперболические поверхности, во второй — параболическая и гиперболическая поверхности. Суммы Зейделя систем имеют соответственно следующие значения:

$$\begin{aligned} S_I &= 0,0; & S_I' &= -0,013; \\ S_{II} &= 0,08; & S_{II}' &= 0,011; \\ S_{III} &= 5,33; & S_{III}' &= -0,023; \\ S_{IV} &= 0,17; & S_{IV}' &= 0,007; \\ S_V &= -7,14; & S_V' &= 12,1. \end{aligned}$$

Во второй системе все суммы (кроме пятой) практически равны нулю, но наличие большого астигматизма вышших порядков не дало возможности использовать преимущества системы в отношении сумм Зейделя.

7. ПРОСТЕЙШЕ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫЕ СИСТЕМЫ С ИСПРАВЛЕННЫМИ (ПРОМЕ ДИСТОРСИИ) АБЕРАЦИЯМИ

Вернемся к системам, состоящим из большого сферического зеркала и афокального компенсатора в сходящемся пучке, и системам Кассегрена с большим асферическим зеркалом. При своей крайней простоте эти системы обладают весьма ценным свойством, вытекающим из того, что компенсаторы к ним обладают малыми значениями параметров P и W , что обеспечивает возможность получения светосильных и сравнительно широкоугольных систем.

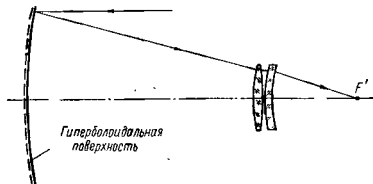
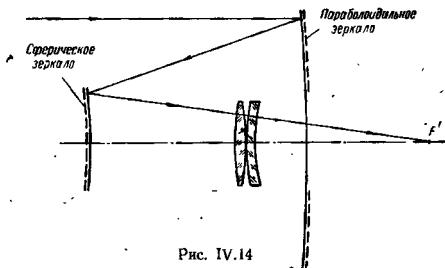


Рис. IV.13

Систему, состоящую из гиперболической поверхности и афокального компенсатора в сходящемся пучке, можно рассматривать как результат экстраполяции между системой Росса (параболоидальный рефлектор плюс афокальный компенсатор, исправляющий кому) и системой Чуриловского (сферический рефлектор плюс афокальный компенсатор, исправляющий кому). Легко убедиться в том, что при одинаковых положениях компенсаторов в системе Росса остаточный астигматизм меньше, чем в системе Чуриловского. Увеличивая значение эксцентриситета большого зеркала, можно добиться того, чтобы третья сумма равнялась нулю или близкому к нулю значению. Учитывая необходимость получения минимальной средней кривизны поверхности изображения, нужно дать S_{III} значение $+0,5$, поскольку $S_{IV} = -1,0$. Можно также поставить перед фокусом положительную линзу (коллектив Пиацци—Смита) для исправления кривизны поля и дисторсии, но размеры этой линзы могут оказаться чрезвычайно большими при большом фокусном расстоянии объектива. Схема такого объектива показана на рис. IV.13.

Если применить двухлинзовый афокальный компенсатор в системе Кассегрена, первое зеркало которой представляет собой параболоидальную поверхность, то можно исправить все

абберации, кроме дисторсии; сумму Пешваля можно обратить в нуль соответствующим отношением h_2/h_1 (оно должно быть равно 0,38, как было ранее показано). Схема такого объектива приведена на рис. IV.14.



Обе системы обладают относительным отверстием, достигающим в первом случае 1 : 3,5—1 : 4 и во втором случае 1 : 6 и углом поля зрения 3° при весьма высоком качестве изображения.

В. МЕДИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Предложенные Шупманом [21, 22] в 1899 г. медиальные системы принадлежат к группе зеркально-линзовых. Их основным компонентом является простая линза, а корректирующим (главным образом в отношении хроматической aberrации) элементом служит отражающая линза, выполненная из того же материала, что и первая. Медиальные системы строго апохроматичны.

Особенность медиальных систем заключается в следующем. Хроматическая aberrация системы из двух бесконечно тонких линзовых компонентов, как было показано в [4, гл. III] может быть представлена в виде

$$\delta s' = f'^2 \left(\frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{h_2^2 \varphi_2}{v_2} \right),$$

где f' — фокусное расстояние всей системы; φ_1 и φ_2 — оптические силы первого и второго компонентов; v_1 и v_2 — коэффициенты дисперсии; h_2 — высота пересечения первого параксиального луча со вторым компонентом.

Если $v_1 = v_2$, то $\delta s' = \frac{f'^2}{v} (\varphi_1 + h_2^2 \varphi_2)$. Если $\varphi_1 + h_2^2 \varphi_2 = 0$, то система получается строго апохроматической, так как для любой спектральной области равенство коэффициентов v сохраняется.

Однако нетрудно показать, что не существует оптической системы, состоящей из двух компонентов, создающей действительное изображение за вторым компонентом и удовлетворяющей условию

$$\varphi_1 + h_2^2 \varphi_2 = 0.$$

Но если второй компонент содержит отражающую поверхность, задача имеет два решения, которые использовал Шупман для двух вариантов своей системы (рис. IV.15). Одно решение соответствует положительному значению h_2 , другое — отрицательному.

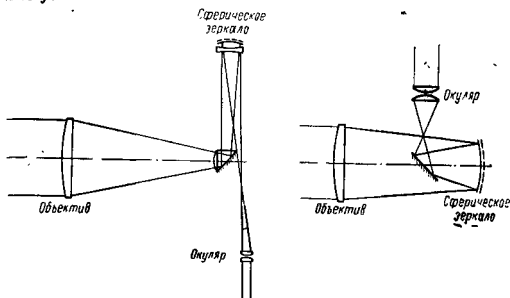


Рис. IV.15

Конструктивные элементы обоих компонентов должны быть рассчитаны таким образом, чтобы исправлились не только хроматические aberrации, но и сферическая aberrация и кома. Для этого отражающий элемент должен быть, по крайней мере, двухлинзовым.

Медиальные системы получили весьма ограниченное распространение. Это может быть объяснено тем, что они обладают одновременно всеми недостатками рефракторов (большие диаметры линз, требующие высокой недостижимой на практике степени однородности стекла) и зеркально-линзовых систем (малый коэффициент отражения зеркал, наличие центрального виньетирования, которого можно избежать ценой введения некоторой децентрировки, как это выполнено на второй схеме рис. IV.15).

9. ПОПЕЛЦЕНТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА «СУПЕР-ШМИДТ»

В этом параграфе создана теория aberrаций системы «Супер-Шмидт», которая не укладывается в общепринятую теорию aberrаций центрированных систем из-за наличия конической поверхности, противоречащей общепринятому положению о том, что

оптические системы обладают параксиальной областью. Если это положение относительно оптической системы не осуществлено, общезвестная теория aberrаций 3-го порядка теряет смысл. При выводе формул, определяющих aberrации системы «Супер-Шмидт», приведено большое число полезных вспомогательных формул (например, при выводе формул действия клина на отклонение луча, формул для координат точки пересечения луча с поверхностью изображения оптической системы и т. д.), которые могут найти применение при решении многих задач геометрической оптики и расчете сложных оптических систем.

Среди светосильных объективов с большим углом поля зрения особое внимание заслуживают оптические системы, предложенные Шмидтом, у которых центр входного зрачка совпадает с центром сферического зеркала (см. стр. 325). Эти системы могут быть усложнены добавлением концентрических линз, центр поверхностей которых совпадает с центром зрачка. В плоскости зрачка находится коррекционная линза, исправляющая остаточную сферическую aberrацию остальной системы. Рассмотрим объектив «Супер-Шмидт», впереди которого стоит концентрический мениск. Этот объектив замечателен тем, что при относительном отверствии, превышающем 1 : 1, можно получить угол поля зрения $2\omega_1$ порядка 30° при кривизне поверхности изображения, приблизительно равной $\frac{1}{f'}$, где f' — фокусное расстояние объектива.

Как известно, основное преимущество концентрических систем заключается в том, что если для осевой точки сферическая aberrация исправлена, то для всех точек поля изображение получается стигматическим. Недостатком рассматриваемых систем является наличие кривизны поля, но в некоторых случаях этот недостаток не имеет значения.

Однако присутствие коррекционного элемента нарушает концентричность и является причиной появления aberrаций высших порядков. Действительно, действие коррекционной линзы на ход наклонных лучей отличается от действия этой же линзы на ход лучей пучка, падающего на систему параллельно оси.

Причины появления aberrаций высших порядков для внеосевых точек при безaberrационном изображении осевой точки

Предположим, что система состоит из концентрического мениска, коррекционной пластинки с асферической поверхностью и сферического зеркала. Центр коррекционной пластинки, которую можно считать бесконечно тонкой, совпадает с общим центром кривизны сферического зеркала и поверхностей концентрического мениска. Кроме перечисленных деталей, в системе «Супер-Шмидт» около фокальной поверхности находится еще тонкий концентрический мениск, к которому прижимается приемник световой энергии — светочувствительная пленка, но этот мениск практи-

чески не оказывает влияния на качество изображения, и нет надобности принимать его во внимание. Отметим только, что подбором значения радиуса кривизны поверхности, к которой прижимается пленка, можно добиться некоторого оптимального качества изображения точек объекта, находящихся на отличных от нуля угловых расстояний от оси.

Если бы в концентрической системе отсутствовала коррекционная пластинка, поверхности которой не концентричны с остальными, то aberrации системы для всех точек поля были бы

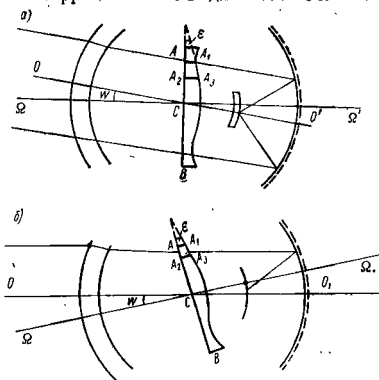


Рис. IV.16

одинаковы. Единственной причиной, нарушающей постоянство aberrаций по полю, и является коррекционная пластинка. Чтобы представить себе роль последней в изменении aberrаций, удобнее всего поступить следующим образом.

Пусть падающий пучок образует с оптической осью системы угол w (рис. IV.16, а). Повернем всю систему вокруг оси, перпендикулярной меридиональной плоскости и проходящей через общий центр кривизмы C , на угол w таким образом, чтобы главный луч наклонного пучка OO' шел горизонтально (рис. IV.16, б); оптическая ось $\Omega\Omega'$ наклонится на угол w , и коррекционная пластинка BA примет наклонное положение. Ось OO' будем считать за основную ось координат Ox . Будем рассматривать только пучки, падающие на систему параллельно этой оси OO' , и выясним, как влияет наклон коррекционной пластинки на aberrации всей системы. Когда угол w равен нулю, пластинка стоит перпендикулярно вспомогательной оси OO' и компенсирует сферическую aberrацию всей остальной части системы (концен-

трической). Когда угол ω отличен от нуля, действие коррекционной пластинки изменяется по двум причинам.

1. Каждый бесконечно малый элемент коррекционной пластинки, как $AA_1A_2A_3$, наклоняясь и смещаясь в горизонтальном направлении, отклоняет падающий на него луч на величину, отличную от той, на которую луч отклонялся при $\omega = 0$. Это изменение отклонения вызывает появление аберрации, отличной от нуля, если вся система была точно скомпенсирована при $\omega = 0$.

2. Смещение бесконечно малого элемента коррекционной пластинки в вертикальном направлении приводит к тому, что на этот элемент падает луч, пересекающий первую поверхность системы на меньшем расстоянии от оси, чем это имело место при $\omega = 0$. Этот луч обладает меньшей аберрацией, в то время как отклонение элементом луча остается прежним. Отсюда происходит нарушение полной компенсации. Наконец, при изменении положения и наклона элемента изменяется ордината точки пересечения луча со сферической поверхностью.

Расчет угла отклонения луча элементом линзы

Коррекционную пластинку будем полагать состоящей из плоской поверхности, сечение которой с меридиональной плоскостью (плоскостью чертежа) образует прямую AB (рис. IV.17), и асферической поверхности (в дальнейшем конической), осью симметрии

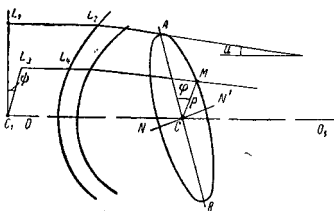


Рис. IV.17

которой является прямая NN' . Рассмотрим бесконечно малый элемент M коррекционной пластинки, образующий клин с преломляющим углом ϵ (положительным на рис. IV.16).

Рассчитаем отклонение лучей, падающих на бесконечно тонкую зону коррекционной пластинки. Координатами элемента клина M будут его расстояние ρ от точки C и угол ϕ ,

образуемый радиус-вектором CM с направлением CA , лежащим в плоскости чертежа. Величину ρ будем считать постоянной, а ϕ будет меняться от 0 до 2π .

На элементы M зоны ρ пластинки будут падать лучи, как, например, L_1, L_2, L_3, L_4 , параллельные оси OO_1 . Они будут лежать в плоскостях, содержащих ось OO_1 и образующих угол ψ с меридиональной плоскостью. После преломления через концентрическую менисковую линзу эти лучи образуют угол ω с осью OO_1 , который будем считать положительным, если пучок

лучей сходится на оси (как принято по правилам расчета хода лучей через оптическую систему). Углы φ и ψ будем считать положительными, если при наблюдении со стороны зеркала вращение происходит по часовой стрелке.

На основании формул сферической тригонометрии легко установить связь между углами φ и ψ , а именно:

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \psi \cos w. \quad (\text{IV.25})$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \sin \varphi &= \frac{\operatorname{tg} \psi}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \psi}} = \frac{\operatorname{tg} \psi \cos w}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \psi \cos^2 w}} = \frac{\sin \psi \cos w}{\sqrt{\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 w}} = \\ &= \frac{\sin \psi \cos w}{\sqrt{1 - \sin^2 \psi \sin^2 w}}. \end{aligned}$$

При малых w имеем

$$\begin{aligned} \sin \varphi &= \sin \psi \left(1 - \frac{w^2}{2}\right) \left(1 + \frac{1}{2} w^2 \sin^2 \psi\right) = \\ &= \sin \psi \left(1 - \frac{1}{2} w^2 \cos^2 \psi\right). \end{aligned} \quad (\text{IV.26})$$

Аналогично получаем для $\cos \varphi$:

$$\cos \varphi = \cos \psi \left(1 + \frac{1}{2} w^2 \sin^2 \psi\right). \quad (\text{IV.26a})$$

4 Определение направляющих косинусов луча и нормали к поверхности коррекционной системы

Координатную систему $Oxyz$ определяем следующим образом.

Временную ось OO_1 принимаем за ось x с положительным направлением по ходу падающего луча. Ось y считаем перпендикулярной оси x в плоскости чертежа. Ось z полагаем перпендикулярной осям x и y и направленной к читателю (правая система координат).

Обозначим через α , β и γ направляющие косинусы луча после преломления через мениск. Имеем

$$\alpha = \cos u; \quad \beta = -\sin u \cos \psi; \quad \gamma = -\sin u \sin \psi. \quad (\text{IV.27})$$

Направляющие косинусы нормали к плоской поверхности коррекционной пластинки определяются формулами (положительное направление нормали совпадает с направлением распространения света):

$$\lambda_1 = \cos w; \quad \mu_1 = \sin w; \quad \nu_1 = 0.$$

Направляющие косинусы нормали к асферической поверхности коррекционной пластинки определяются формулами:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_2 &= \cos \varepsilon \cos \omega - \sin \varepsilon \sin \omega \cos \varphi; \\ \mu_2 &= \cos \varepsilon \sin \omega + \sin \varepsilon \cos \omega \cos \varphi; \\ \nu_2 &= \sin \varepsilon \sin \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.28})$$

где ε — преломляющий угол бесконечно малого элемента коррекционной пластинки, эквивалентного клину.

Теперь по формулам преломления [4, гл. I] можно найти направляющие косинусы лучей после преломления их через коррекционную пластинку:

$$\left. \begin{aligned} n'\alpha' - n\alpha &= \lambda\Delta; \quad n'\beta' - n\beta = \mu\Delta; \\ n'\gamma' - n\gamma &= \nu\Delta, \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.29})$$

причем $\Delta = n' \cos i' - n \cos i$.

Вычисление направляющих косинусов после преломления через две поверхности можно ускорить, если учесть следующее замечание. Для первой поверхности имеем (вычисления производим для β):

$$n\beta_2 - \beta_1 = \mu_1\Delta_1; \quad \beta'_2 - n\beta_2 = \mu_2\Delta_2,$$

где

$$\Delta_1 = n \cos i'_1 - \cos i_1; \quad \Delta_2 = \cos i'_2 - n \cos i_2.$$

Складывая, получим

$$\beta'_2 - \beta_1 = \mu_2\Delta_2 + \mu_1\Delta_1. \quad (\text{IV.30})$$

Прежде чем приступить к дальнейшим вычислениям, необходимо рассмотреть вопрос о необходимой точности искомого результата и об определении степени точности промежуточных, вспомогательных величин, участвующих в вычислениях. Пользуясь конкретными примерами, можно установить верхние границы величин, характеризующих оптические свойства «Супер-Шмидта». Угол поля ω не превышает $10-15^\circ$; угол u пересечения лучей с осью достигает нескольких $\frac{1}{2}(2-4)$ градусов. Угол ε очень мал и в существующих объективах рассматриваемого типа не превышает $30'$. Целью наших вычислений является получение лишь первого, наиболее «весомого» члена разложения в ряд аберраций высшего порядка. Но эту задачу решают обычно в двух приближениях: сначала все промежуточные величины вычисляют с достаточно большим числом членов разложения и доводят вычисления до конца; по ходу вычислений выясняют, какие члены могут быть отброшены. Помогают оценки точности отдельных величин, исходящие из реальных, указанных выше значений параметров ω , u , ε , фокусного расстояния объектива и его относительного отверстия.

Для последующих вычислений полученные формулы следует видоизменить, но делать это нужно с большой осторожностью, чтобы не допустить ошибки.

Для вычисления отклонения $\beta'_2 - \beta_1$ необходимо определить величины μ_1, μ_2, Δ_1 и Δ_2 . Вследствие малости углов u и ε можно положить:

$$\cos i_1 = 1 - \frac{i_1^2}{2}; \quad \cos i'_1 = 1 - \frac{i_1'^2}{2} = 1 - \frac{i_1^2}{2n^2};$$

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= n \left(1 - \frac{i_1^2}{2n^2} \right) - 1 + \frac{i_1^2}{2} = n - 1 + \frac{i_1^2}{2} \left(1 - \frac{1}{n} \right) = \\ &= (n-1) \left(1 + \frac{i_1^2}{2n} \right), \end{aligned}$$

но удобнее такая запись:

$$\Delta_1 = (n-1) \left(1 + \frac{1 - \cos i_1}{n} \right); \quad (\text{IV.31})$$

аналогично

$$\Delta_2 = (1-n)(1 + n - n \cos i_2). \quad (\text{IV.31a})$$

Обозначим через q_1 величину $\frac{1 - \cos i_1}{n}$ и через q_2 — величину $n - n \cos i_2$. Тогда

$$\beta'_2 - \beta_1 = (n-1)(\mu_1 - \mu_2 + \mu_1 q_1 - \mu_2 q_2) \quad (\text{IV.32})$$

и аналогично

$$\gamma'_2 - \gamma_1 = (n-1)(\nu_1 - \nu_2 + \nu_1 q_1 - \nu_2 q_2). \quad (\text{IV.32a})$$

Определим $\cos i_1$ и $\cos i_2$:

$$\cos i_1 = \lambda_1 \alpha_1 + \mu_1 \beta_1 + \nu_1 \gamma_1;$$

но

$$\lambda_1 = \cos w = 1 - \frac{w^2}{2}; \quad \mu_1 = \sin w = w; \quad \nu_1 = 0,$$

откуда

$$\cos i_1 = 1 - \frac{u^2 + w^2 + 2uw \cos \psi}{2};$$

$$q_1 = \frac{u^2 + w^2 + 2uw \cos \psi}{2n}.$$

Определим q_2 :

$$q_2 = n - n \cos i_2;$$

$$\begin{aligned} n \cos i_2 &= \lambda_2 n \alpha_2 + \mu_2 n \beta_2 + \nu_2 n \gamma_2 = \\ &= \Delta_1 \cos \varepsilon + \lambda_2 \alpha_1 + \mu_2 \beta_1 + \nu_2 \gamma_1. \end{aligned}$$

Вследствие малости ε можно положить $\cos \varepsilon = 1$. Величины λ_2 , μ_2 , ν_2 получим из формул (IV.28) с учетом малости углов ε , u и зависимости угла φ от угла ψ [формула (IV.26)]:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_2 &= 1 - \frac{w^2}{2} - \varepsilon w \cos \psi \left(1 + \frac{1}{2} w^2 \sin^2 \psi \right); \\ \mu_2 &= w + \varepsilon \cos \psi \left(1 - \frac{w^2}{2} \cos^2 \psi \right); \\ \nu_2 &= \varepsilon \sin \psi \left(1 - \frac{w^2}{2} \cos^2 \psi \right). \end{aligned} \right\}$$

Но

$$\Delta_1 = (n-1) \left(1 + \frac{1 - \cos i_1}{n} \right) = (n-1) (1 + q_1) = (n-1) \times \\ \times \left(1 + \frac{u^2 + w^2 + 2uw \cos \psi}{2n} \right);$$

$$n \cos i_2 = n - \frac{1}{2n} (w^2 + u^2 + 2uw \cos \psi) - \varepsilon u - \varepsilon w \cos \psi;$$

отсюда получаем

$$q_2 = \frac{1}{2n} (w^2 + u^2 + 2uw \cos \psi) + \varepsilon u + \varepsilon w \cos \psi = q_1 + \varepsilon w \cos \psi + \varepsilon u.$$

Заметим, что из последнего уравнения вытекает

$$\beta'_2 - \beta_1 = (n-1)(\mu_1 - \mu_2)(1 + q_1) + \\ + (n-1)\mu_2(q_1 - q_2) = \Delta\beta$$

и аналогично

$$\gamma'_2 - \gamma_1 = -(n-1)\nu_2(1 + q_2) = \Delta\gamma.$$

В этих формулах величины порядка ε^2 отброшены. Окончательно

$$\left. \begin{aligned} \Delta\beta &= \beta'_2 - \beta_1 = -(n-1) \varepsilon \left\{ \left[1 + \frac{w^2}{2n} (n+1 + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + n \sin^2 \psi) \right] \cos \psi + uw \frac{n + \cos^2 \psi}{n} \right\}; \\ \Delta\gamma &= \gamma'_2 - \gamma_1 = -(n-1) \varepsilon \sin \psi \left[1 - \frac{w^2}{2n} (n \cos^2 \psi - 1) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{uw}{n} \cos \psi \right]. \end{aligned} \right\} \quad (IV.33)$$

Для удобства дальнейших вычислений нужно переходить к плоскости, образующей с меридиональной угол ψ , т. е. к плоскости, содержащей падающий на элемент клина луч. После пре-

ломления через клин луч несколько выходит из этой плоскости, но образует с ней весьма малый угол Δ_w .

Отклонения луча $\Delta\psi$ в плоскости, содержащей луч и ось OO_1 , и Δ_w — в экваториальной плоскости вычисляются по формулам:

$$\Delta\psi = \Delta\beta \cos \psi + \Delta\gamma \sin \psi;$$

$$\Delta_w = \Delta\beta \sin \psi - \Delta\gamma \cos \psi.$$

Это дает для $\Delta\psi$ и Δ_w выражения:

$$\left. \begin{aligned} \Delta\psi &= -(n-1) \varepsilon \left[1 + \frac{w^2}{2n} (1 + n \cos^2 \psi) + \frac{uw}{n} (n+1) \cos \psi \right]; \\ \Delta_w &= -(n-1) \varepsilon w \sin \psi (\omega \cos \psi + u). \end{aligned} \right\} \quad (IV.34)$$

Следующая задача состоит в определении изменений координат пересечения с плоскостью установки отраженного от сферического зеркала луча. Для решения ее рассмотрим некоторые полезные свойства отражений от сферической поверхности пучков.

Пусть PP' (рис. IV.18) — плоскость, перпендикулярная оси и проходящая через центр C сферы. Рассмотрим луч AT , падающий справа налево на зеркало, параллельно оси, и пересекающий его в точке T . Если из точки A исходит бесконечно тонкий пучок, то его сагиттальный фокус находится в точке A'_s в плоскости PP' , поскольку сферу можно рассматривать как полученную вращением окружности T_0T вокруг оси A'_sCA . (Можно это доказать и с помощью формулы Юнга $\frac{1}{t'_s} + \frac{1}{t_s} = \frac{2 \cos i}{r}$, помня, что нормаль

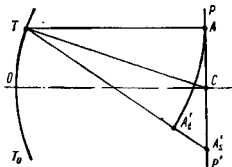


Рис. IV.18

к сфере в точке T проходит через центр C .) Фокус тангенциальных (меридиональных) лучей находится в точке A'_t , расстояние до которой от точки T равно t . Это также вытекает из формулы Юнга $\frac{1}{t'_m} + \frac{1}{t_m} = \frac{2}{r \cos i}$ для меридиональных лучей.

Отметим еще следующие свойства изображений точки A . Для точек, лежащих в плоскости, проходящей через центр сферы, коэффициент сферической aberrации 3-го порядка S_1 равен нулю, так как $P = \left(\frac{\Delta\alpha}{\Delta v} \right)^2 \Delta\alpha v = 0$. Коэффициент S_{II} комы при бесконечно удаленном входном зрачке (AT параллельно оси) определяется формулой $S_{II} = yP - JW$, где $J = -y$, так как AT параллельно оси. Но $W = \left(\frac{\Delta\alpha}{\Delta v} \right) (\Delta\alpha v) = 0$, так что $S_{II} = 0$. Лишь третья сумма S_{III} , определяющая астигматизм, отлична от нуля, так как $S_{III} = y^2P - 2JyW + J^2\Delta\alpha v = y^2(P + 2W + 2) = 2y^2$.

Поскольку первые две суммы равны нулю, пучок, исходящий из точки A , даже при сравнительно большой апертуре сходится точно в точке A'_s для сагиттальных лучей и в точке A'_i для меридиональных. Этим свойством удобно пользоваться при вычислении координат точки пересечения A'_s с плоскостью PCP' любого луча, исходящего из точки A и образующего не слишком большой угол с направлением оси. В частности, лучи, лежащие в меридиональной плоскости OCA , образующие с прямой AT небольшой угол, после отражения проходят через точку A'_i , причем $TA'_i = TA$. Лучи, исходящие из точки A , лежащие в сагиттальной плоскости, проходящей через AT , после отражения проходят через точку A'_s и легко рассчитать координату z точки их пересечения с любой плоскостью, перпендикулярной оси.

Вычисление координат точки пересечения отраженного луча с плоскостью изображений

Предположим, что луч AM , лежащий в плоскости чертежа (рис. IV.19), образующий с осью угол u и пересекающий центральную плоскость PP' в точке A , после отражения от сферической поверхности в точке M пересекает плоскость PP' в точке A' .

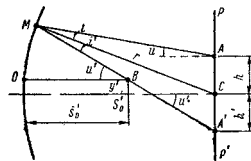


Рис. IV.19

Вычислим ординату y' точки B пересечения отраженного луча с плоскостью изображений, проходящей через точку S'_0 , отстоящую от вершины зеркала O на расстоянии

$$S'_0 = OS'_0.$$

Легко видеть из рисунка, что $y' = -h' + \overline{S'_0C} \operatorname{tg} u'.$

Но $h' = \frac{r \sin i}{\cos u'} = -h \frac{\cos u}{\cos u'}$. Отрезок $\overline{S'_0C} = r - s'_0 = \frac{r}{2} + \Delta$, где Δ — малая величина, равная $\frac{r}{2} - s'_0$, всегда отрицательная. Следовательно,

$$y' = \frac{-h \left(1 - \frac{u^2}{2}\right) + \left(\frac{r}{2} + \Delta\right) \sin u'}{\cos u'}.$$

Имеем $u' = u - 2i$, или $\sin u' = \sin u \cos 2i - \cos u \sin 2i = u(1 - 2\sin^2 i) - 2\sin i(1 - \sin^2 i)^{1/2} = u(1 - 2\sin^2 i) + 2\frac{h}{r} \cos u \times \left(1 - \frac{h^2}{r^2}\right)^{1/2} = u(1 - 2\sin^2 i) + 2\frac{h}{r} \left(1 - \frac{u^2}{2}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{h^2}{r^2} - \frac{1}{8} \times \frac{h^4}{r^4} - \frac{1}{16} \frac{h^6}{r^6} - \dots\right).$

Итак,

$$y' \cos u' = h \left[\frac{2\Delta}{r} - \left(1 + \frac{2\Delta}{r} \right) \left(\frac{h^2}{2r^2} + \frac{h^4}{8r^4} + \frac{h^6}{16r^6} + \dots \right) \right] + \\ + \left(\frac{r}{2} + \Delta \right) u \left(1 - 2 \frac{h^2}{r^2} \right) - u^3 \frac{h\Delta}{r}. \quad (\text{IV.35})$$

Следует помнить, что положительное u' при принятом построении рисунка соответствует отрицательному значению этой же величины в прямом ходе луча. Заметим, что выражение $1 - 2 \frac{h^2}{r^2} = \cos 2i$ весьма близко к $\cos u'$; учитывая малость угла u' , можно написать выражение для $y' \cos u'$ в виде

$$y' \cos u' = h \left[\frac{2\Delta}{r} - \left(1 + \frac{2\Delta}{r} \right) \left(\frac{h^2}{2r^2} + \frac{h^4}{8r^4} + \dots \right) \right] + \\ + \left(\frac{r}{2} + \Delta \right) u \cos u'. \quad (\text{IV.35a})$$

Предположим теперь, что падающий на зеркало луч, проходящий через точку A , не лежит в меридиональной плоскости, а образует с ней малый угол Δ_w , который в системах «Супер-Шмидт» не превышает двух десятков секунд. Проекция этого луча на меридиональную плоскость есть AM . Согласно доказанному выше, этот луч после отражения проходит через точку A' (напомним, что из-за малости наклона u длины AM и AT практически равны), поэтому отклонение $\delta G'$, вызываемое в плоскости установки наклоном Δ_w , равно

$$\overline{CS_0} \Delta_w = \left(\frac{r}{2} + \Delta \right) \Delta_w, \text{ или } \delta G' = \left(\frac{r}{2} + \Delta \right) \Delta_w. \quad (\text{IV.36})$$

Для выяснения влияния изменения величин h и u на координату y' продифференцируем уравнение (IV.35a). Левая часть даст

$$dy' \cos u' + y' d(\cos u') = d(y' \cos u').$$

Но оптическая система рассчитана таким образом, чтобы y' равнялась нулю; эта величина всегда очень мала. Поэтому можно писать

$$d(y' \cos u) = \cos u' dy';$$

следовательно,

$$dy' = \frac{1}{\cos u'} \left[\frac{2\Delta}{r} - \left(1 + \frac{2\Delta}{r} \right) \left(\frac{3}{2} \frac{h^2}{r^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{5}{8} \frac{h^4}{r^4} + \dots \right) dh + \left(\frac{r}{2} + \Delta \right) du \right]. \quad (\text{IV.36a})$$

Определим зависимость угла u от высоты h . Пусть на систему «Супер-Шмидт» падает пучок лучей параллельно оси; обозначим через h_1 расстояние луча от оси. После преломления от менисковой линзы L_2L_3 луч образует с осью угол u и пересекает центральную плоскость ACA' на высоте h . На основании расчета хода нескольких (трех-четырех) лучей можно установить связь между углом u и высотой h и написать формулу

$$u = ah + bh^3 + ch^5 + \dots$$

Исследование нескольких систем типа «Супер-Шмидт» показало, что вполне достаточную точность для решения рассмотренного здесь вопроса дают первые два члена. Для удобства последующих выводов напомним u в виде разложения $u = a \frac{h}{r} + b \times \left(\frac{h}{r}\right)^3$, где r — радиус сферического зеркала. Дифференцируя последнее уравнение, получаем

$$du = \left[a + 3b \left(\frac{h}{r}\right)^2 \right] d\left(\frac{h}{r}\right) \dots$$

Выведем еще несколько полезных формул.

Определим зависимость высоты пересечения h от наклона w плоскости зрачка и радиус-вектора ρ элемента клина. Луч в плоскости, составляющей угол ψ с меридиональной, пересекает центральную плоскость в точке A на расстоянии h от оси и образует с осью угол u , определяемый рядом $u = a \left(\frac{h}{r}\right) + b \times \left(\frac{h}{r}\right)^3$. Этот луч должен пройти через элемент клина K , координаты которого x, y, z , причем

$$x = -\rho \sin w \cos \varphi; \quad y = \rho \cos w \cos \varphi; \quad z = \rho \sin \varphi.$$

Рассмотрим величину $\bar{h}$. Она равна $\bar{h} = \sqrt{y^2 + z^2} = \rho \times \sqrt{1 - \sin^2 w \cos^2 \varphi}$. С достаточной точностью можно писать

$$\bar{h} = \rho \left(1 - \frac{w^2}{2} \cos^2 \varphi \right).$$

Условие прохождения луча через точку K можно записать в виде

$$\begin{aligned} \bar{h} + xu - h = 0 \text{ или } \rho \left(1 - \frac{w^2}{2} \cos^2 \varphi \right) - \\ - \rho w \cos \varphi \left(\frac{ah}{r} + \frac{bh^3}{r^3} \right) - h = 0. \end{aligned}$$

В этом уравнении член $\frac{bh^3}{r^3}$ вследствие его малости можно заменить выражением $\frac{b\rho^3}{r^3}$, после чего h можно вычислить по формуле

$$h = \rho \frac{1 - \frac{\omega^2}{2} \cos^2 \varphi - b \left(\frac{\rho}{r} \right)^3 \omega \cos \varphi}{1 + a \frac{\rho}{r} \omega \cos \varphi} = \zeta$$

$$= \rho \left[1 - \frac{\omega^2}{2} \cos^2 \varphi - \frac{\rho \omega}{r} \left(a + \frac{b\rho^2}{r^2} \right) \cos \varphi \right]. \quad (\text{IV.37})$$

В формуле (IV.37) можно заменить угол φ углом ψ , отличающимся от φ величиной порядка ω^2 по сравнению с единицей.

Зная h , можно вычислить угол u по формуле

$$u = a \left(\frac{h}{r} \right) + b \left(\frac{h}{r} \right)^3. \quad (\text{IV.38})$$

С помощью формул (IV.37) и (IV.38) определяется положение луча, проходящего через элемент клина, соответствующий радиусу ρ и углу φ .

Определим влияние поворота элемента клина на высоту h . Элементарный клин, находящийся на пути луча, отклоняет его в плоскости падения на угол Δ_φ и на угол Δ_ω в сагиттальном направлении, согласно формулам (IV.34). Поскольку для рассматриваемой здесь задачи не требуется большой точности, можно ограничиться основным членом $-(n-1)\varepsilon$ для Δ_φ и пренебречь отклонением в перпендикулярном направлении.

Обозначим величину ординаты точки пересечения луча с центральной плоскостью ACA' после отклонения клином через h_k . Легко проверить, что $h_k = h - x\Delta_\varphi = h - (n-1)\rho\omega\varepsilon \cos \varphi$. Эту поправку можно внести в формулу (IV.37), написав ее в виде

$$h_k = \rho \left\{ 1 - \frac{\omega^2}{2} \cos^2 \psi - \omega \cos \psi [(n-1)\varepsilon + u] \right\}.$$

Отсюда

$$\Delta h = -\rho \omega \cos \psi \left[\frac{\omega}{2} \cos \psi + (n-1)\varepsilon + u \right]. \quad (\text{IV.37a})$$

Аберрации высших порядков системы «Супер-Шмидт»

При определении аберраций, вызванных наклоном коррекционной пластинки, делается несколько упрощающих предположений, вполне законных, так как без их осуществления система Шмидта была бы непригодной даже для центра поля. Первое предположение состоит в том, что для некоторой зоны, притом достаточно широкой, ордината y' в плоскости установки, а также

ее первая производная по h равна нулю, без этого нельзя добиться хорошей концентрации световой энергии; вторая производная по той же причине также должна быть близкой к нулю. В правильности этих рассуждений легко убедиться при расчетах этой категории зеркально-линзовых систем.

Напомним формулу (IV.35a):

$$y' \cos u' = h \left[\frac{2\Delta}{r} - \left(1 + \frac{2\Delta}{r} \right) \left(\frac{h^2}{2r^2} + \frac{h^4}{8r^4} + \dots \right) \right] + \\ + \left(\frac{r}{2} + \Delta \right) u \cos u'.$$

Здесь u' — угол с осью луча, преломленного элементом клина, причем знак этого угла обратный тому, который относился к прямому ходу луча; угол u — сумма угла u с осью луча, выходящего из мениска, и угла Δ_ψ , причем и последний следует брать с обратным знаком. По приведенным выше соображениям напомним $\Delta_\psi = (n - 1)\epsilon$, так что

$$u = - \left(a \frac{h}{r} + b \frac{h^3}{r^3} \right) + (n - 1)\epsilon$$

и формулу (IV.35a) можно переписать в виде

$$y' \cos u' = \left[(2 - a \cos u') \Delta - \frac{ar}{2} \cos u' \right] \frac{h}{r} + \\ + (r + 2\Delta) (1 - b \cos u') \frac{h^3}{2r^3} + \left(\frac{r}{2} + \Delta \right) (n - 1) \epsilon \cos u'. \quad (\text{IV.35б})$$

Здесь $\cos u'$ можно принять равным $\sqrt{1 - \frac{h_1^2}{F^2}}$, где F — фокусное расстояние системы. Поскольку h_1 и h весьма близки, можно также положить $\cos u' = \sqrt{1 - \frac{h^2}{F^2}}$.

Формула (IV.35б) является основной при расчете системы «Супер-Шмидт». Хотя она дает менее точный результат, чем расчет хода лучей через систему, но позволяет определить влияние каждого отдельного конструктивного элемента системы (величины $a, b, \Delta, r, \epsilon$) на положение точки пересечения любого луча с поверхностью изображения и в соответствии с этим ввести те или другие изменения и добиться наилучших результатов.

Системы «Супер-Шмидт» бывают нескольких конструкций, отличающихся друг от друга характером изменения угла ϵ . В варианте Бауэрса угол ϵ постоянен, что облегчает изготовление системы. Если принять ϵ переменным, то это позволит точно соблюсти условие $y' = 0$ для всех высот, но приведет к сложной асферике коррекционной системы.

Рассмотрим подробнее вариант Бауэрса. Исправление сферической аберрации для лучей, близких к осн, здесь невозможно, так как мешает последний член $\left(\frac{r}{2} + \Delta\right)(n-1) \varepsilon \cos u'$, который в нуль не обращается. Поэтому условие минимизации сферической аберрации может быть осуществлено только в некоторой зоне зрачка, серединой которой служит окружность диаметра $2\bar{r}$. Рационально брать $\bar{r} = (0,75 \div 0,8) \rho_k$, где ρ_k — полиый радиус зрачка. При этом значении $\bar{r}$ вычисляются величины $y' \cos u'$, $\frac{d}{dh}(y' \cos u')$, $\frac{d^2}{dh^2}(y' \cos u')$ и подбираются значения конструктивных элементов Δ , ε , r , a и b так, чтобы эти три величины (в первую очередь первые две) были равны нулю.

Следует отметить, что при повышении порядка производной ухудшается сходимость рядов. Для увеличения точности вычислений полезно добавить в формулах один-два следующих члена разложения, что легко сделать на основании формулы разложения (IV.35a). При этом необходимо увеличить точность разложения в ряд угла u как функции от $\frac{h}{r}$,

добавляя также один-два члена разложения [формула (IV.38)]. В варианте с переменным углом клина ε можно добиться, по крайней мере теоретически, идеального решения, когда y' равно нулю при любом h . Для этого следует величину ε представить в виде ряда

$$\varepsilon = \varepsilon_1 h + \varepsilon_2 h^3 + \dots$$

и приравнять нулю коэффициенты при первой и третьей степенях h , а коэффициенты при остальных степенях стараться получить наименьшими возможными.

Напомним идею применения конической поверхности, лежащую в основе варианта Бауэрса. Путем подбора радиусов концентрического мениска и радиуса сферической поверхности зеркала добиваются такой формы кривой поперечной сферической аберрации (рис. IV.20), чтобы эта кривая PMT на возможно большем протяжении мало отклонялась от своей касательной O_1MQ , проведенной через точку перегиба M .

Используется то обстоятельство, что зрачок системы имеет вид кольца, так как средняя часть зрачка нерабочая: на пути лучей стоит приемное устройство, занимающее около половины диаметра всего зрачка. Благодаря этому ограничению зрачка нижняя часть апертуры, представляемая на рисунке заштрихованной частью O_2O , не работает и наиболее отступающая от прямой часть кривой OT отсутствует. В плоскости установки,

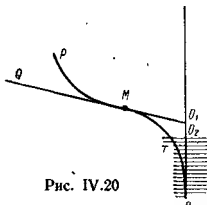


Рис. IV.20

определяемой наклоном прямой O_1Q , все лучи падающего на систему параллельно оси пучка собираются в узкое кольцо вокруг оси. Ширина этого кольца тем меньше, чем меньше отклонения по абсциссе кривой от прямой. Действие конической поверхности заключается в том, что это кольцо сводится в круг, центр которого находится на оси системы. Диаметр круга равен удвоенной ширине кольца — изображения точки.

Практика расчета систем «Супер-Шмидт» показала, что угол поля этих систем доходит до $25-30^\circ$ при относительных отверстиях, превосходящих 1:1.

Графики aberrаций системы «Супер-Шмидт» по полю

Для выяснения причин появления aberrаций высших порядков по полю следует обратиться к рис. IV.21. Как было показано ранее, переход от центра поля к другой точке, например к углу поля 15° , равносильен наклону коррекционной пластинки на этот угол ω . При этом происходят изменения в ходе лучей по следующим причинам.

1. Элементарный клин $A_1A_2A_3$ меняет свое положение в пространстве и через него проходит не прежний луч L_1L_2 , а новый

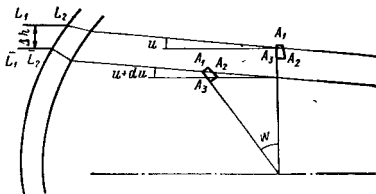


Рис. IV.21

$\bar{L}_1\bar{L}_2$, расположенный ниже на величину Δh (h — расстояние от точки пересечения луча с центральной плоскостью до оси системы). Это вызывает также изменение угла u , образуемого падающим лучом с осью.

2. Угол отклонения луча клином изменяет свое значение в зависимости от наклона ψ плоскости, содержащей падающий луч и ось, к меридиональной плоскости.

Первая из причин с первого взгляда кажется наиболее серьезной. Для камеры «Супер-Шмидт» $F = 450$ мм, с углом поля 30° при относительном отверстии 1:0,9 (диаметр входного зрачка 500 мм) смещение крайнего луча ($h = 250$ мм) при $\omega = -15^\circ$ достигает 10 мм, а из формулы (IV.35a) вытекает, что, если учитывать только первый член, зависящий от h , изменение y' достигает больше миллиметра. Однако второй член, содержащий

Δu , как это легко проверить на конкретных примерах, компенсирует влияние первого. Поэтому в дальнейшем будем предполагать, что при хорошо откорректированной системе изменение h не оказывает влияния на величину y' . Тогда единственной причиной появления аберраций высших порядков является изменение угла отклонения луча элементарным клином.

Из формул (IV.36) и (IV.36a) вытекает, что при изменении угла u на du ордината y' точки пересечения луча с фокальной плоскостью объектива изменяется на величину dy' согласно формуле, выведенной на основании рис. IV.19, где $r > 0$, $\Delta = \frac{r}{2} - s'_0$ всегда меньше нуля, $\vec{u} = -\vec{u}$:

$$dy' = \left(\frac{r}{2} + \Delta \right) du, \quad (IV.39)$$

так как влиянием высоты h можно пренебречь. Формула (IV.39), как это следует из вывода формул (IV.36) и (IV.36a), может быть применена и к вертикальной (меридиональной) составляющей угла u и к его горизонтальной (сагиттальной) составляющей, так что можно записать:

$$\delta g' = \left(\frac{r}{2} + \Delta \right) (\beta'_2 - \beta_1); \quad \delta G' = \left(\frac{r}{2} + \Delta \right) (\gamma'_2 - \gamma_1),$$

где $\beta'_2 - \beta_1$ и $\gamma'_2 - \gamma_1$ вычисляются по формулам (IV.33a).

Поскольку нас здесь интересуют только аберрации высших порядков, вызванные наклоном w , нужно оставить в выражениях для $\beta'_2 - \beta_1$ и $\gamma'_2 - \gamma_1$ только те члены, в которые входят w^2 и wu . Таким образом, получаем для $\delta g'$ и $\delta G'$ выражения:

$$\left. \begin{aligned} \delta g' &= - \left(\frac{r}{2} + \Delta \right) (n-1) \varepsilon \left[\frac{w^2}{2n} (n+1 + n \sin^2 \psi) \cos \psi + \right. \\ &\quad \left. + uw \frac{n + \cos^2 \psi}{n} \right]; \\ \delta G' &= - \left(\frac{r}{2} + \Delta \right) (n-1) \varepsilon \left[\frac{w^2}{2n} (1 - n \cos^2 \psi) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{uw}{n} \cos \psi \right] \sin \psi. \end{aligned} \right\} \quad (IV.40)$$

Обозначим через A произведение $-\left(\frac{r}{2} + \Delta\right)(n-1)\varepsilon$. Тогда

$$\left. \begin{aligned} \delta g' &= A \left[(n+1 + n \sin^2 \psi) \cos \psi \frac{w^2}{2n} + uw \frac{n + \cos^2 \psi}{n} \right]; \\ \delta G' &= A \left[(1 - n \cos^2 \psi) \frac{w^2}{2n} + \frac{uw}{n} \cos \psi \right] \sin \psi. \end{aligned} \right\} \quad (IV.41)$$

При малых w аберрации настолько малы, что можно ими пренебречь: они тоиут в остаточных аберрациях осевой точки.

Интерес для практики представляет случай, когда w велико. По сравнению с ним можно пренебречь влиянием угла u , который не превышает $1-2^\circ$; тогда формулы (IV.41) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \delta g' &= A(n+1+n\sin^2\psi)\cos\psi\frac{w^2}{2n}; \\ \delta G' &= A\left(1-n\cos^2\psi\frac{w^2}{2n}\sin\psi\right). \end{aligned} \right\} \quad (IV.42)$$

Любопытно, что величины $\delta g'$ и $\delta G'$ не связаны с расстоянием от оси рассматриваемого элемента клина. Поэтому, если угол ψ

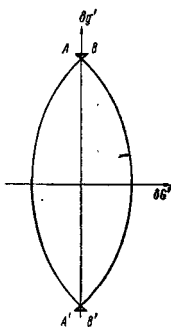


Рис. IV.22

постоянен, что имеет место в системе «Супер-Шмидт» Бауэrsa, абберационный кружок, вызываемый высшими порядками системы, имеет вид кривой, а не сплошной фигуры рассеяния. Однако радиус-вектор ρ элемента клина все же сказывается из-за присутствия членов, содержащих угол u , так что абберационная кривая обладает некоторой небольшой, меняющейся с углом ψ толщиной: Эту кривую легко получить, давая углу ψ ряд значений в пределах $0-360^\circ$, например через 15° . Кривая симметрична как по отношению к оси $\delta G'$, так и по отношению к оси $\delta g'$ (рис. IV.22). Отметим одну любопытную особенность. При значениях ψ , близких к нулю и 180° (от -30 до 30° и от 150 до 210°), точки кривой лежат весьма близко друг к другу, в то время как на остальной части кривой точки разделены большими промежутками; таким образом, наибольшая концентрация световой энергии происходит на малых отрезках AB и $A'B'$.

Если угол ψ непостоянен, т. е. если применена сложная асферика в коррекционной системе, то появляется фигура рассеяния, образованная семейством кривых, подобных кривой на рис. IV.22.

Приведем численный пример. В объективах системы «Супер-Шмидт» с относительным отверстием больше $1:1$ угол ψ близок к 1° . Величина A при фокусном расстоянии 500 мм равна примерно четырем.

Максимальное значение $\delta g'$, соответствующее углу $\psi' = 0$ или $\psi' = 180^\circ$, составляет около $10\frac{w^2}{2n} = 3w^2$. При $w = \frac{1}{4}$ (или 15°) $\delta g' = 0,2$ мм, следовательно, длина фигуры рассеяния около 0,4 мм. Однако остается часть (соответствующая отрезку AB) намного меньшая и равная приблизительно одной десятой этой величины, т. е. 0,04 мм.

Следует отметить, что приведенный выше вывод выражений для составляющих аббераций 5-го порядка объектива типа

«Супер-Шмидт» лишь приближенный. Эти выражения могут давать правильную абберационную картину только в том случае, когда сферическая абберация объектива равна нулю на всей действующей части его входного зрачка. Когда это условие не выполнено, появляются еще некоторые дополнительные абберации, в том числе и кома.

10. СИСТЕМЫ, СОДЕРЖАЩИЕ «ПЛАНОИДНЫЕ» ЗЕРКАЛА

Планоидной поверхностью называют поверхность, радиус кривизны которой у вершины бесконечен для любой плоскости сечения, в которой этот радиус определяется. В параксиальной области такую поверхность можно считать плоской.

Если эти поверхности отражательные, они не изменяют хода лучей в параксиальной области, но изменяют значения коэффициентов абберации 3-го и высших порядков.

Представляет интерес зеркальный вариант шмидтовской системы, планоидное зеркало которой P_1 заменяет коррекционную линзу Шмидта (рис. IV.23). Придавая поверхности этого зеркала форму, обеспечивающую исправление сферической абберации сферического зеркала MM_1 , получают полное подобие системы Шмидта, исправленной в отношении сферической абберации, комы и астигматизма, но обладающей кривизной изображения, равной $2/r$ (r — радиус кривизны сферического зеркала). Недостатком системы, по сравнению со шмидтовской, является весьма сложная форма планоидного зеркала, не имеющего оси симметрии и обладающего только двумя плоскостями симметрии. Такое зеркало чрезвычайно трудно изготовить, тем более что точность его изготовления должна быть в четыре раза выше, чем точность поверхностей коррекционной линзы Шмидта.

Преимущества чисто зеркальных систем — это полное отсутствие хроматических аббераций и, следовательно, возможность работы в широкой спектральной области.

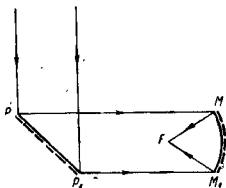


Рис. IV.23

11. ТРОЙНЫЕ ЗЕРКАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Как было изложено выше, системы двух зеркал, даже с применением асферики, могут удовлетворять только двум условиям, например исправлению сферической абберации и комы. Наличие третьего зеркала увеличивает число параметров на два, и вычисления показывают, что при условии применения несферических поверхностей можно исправить все абберации 3-го порядка.

Существенный недостаток систем трех зеркал — весьма значительное центральное виньетирование, сопровождающееся быстрым его ростом при отходе изображений от оси. Этим практически неустраимым явлением, а также необходимостью введения по крайней мере двух асферических поверхностей объясняется почти полное отсутствие практического применения трехзеркальных систем.

Читателям, интересующимся тройными зеркальными системами, можно порекомендовать работы В. Н. Чуриловского и Пихта.

Телескопическая система Мерсенна

Среди тройных зеркальных объективов следует отметить ту группу, в которой первые два зеркала составляют систему Мерсенна, т. е. комбинацию двух параболических зеркал, обладающих телескопическим ходом лучей.

Система Мерсенна обладает весьма ценными свойствами: изображению, создаваемое ею на бесконечности, исправлено в отношении трех аберраций — сферической аберрации, комы и астигматизма; кривизна поля принципиально неисправима, и дисторсия отлична от нуля. Все это легко установить, исходя из формул для коэффициентов аберраций 3-го порядка для систем из бесконечно тонких компонентов.

Пусть M_1 и M_2 — вершины параболических зеркал, d — расстояние между ними; примем за единицу фокусное расстояние первого зеркала. Если F_2 — фокусное расстояние второго, то $-\frac{1}{F_2} = \Gamma = \frac{1}{h_2}$, где Γ — угловое увеличение объектива.

Вычислим все суммы Зейделя системы Мерсенна по формулам:

$$\begin{aligned} S_I &= h_1 P_1 + h_2 P_2; \\ S_{II} &= y_1 P_1 + y_2 P_2 + W_1 + W_2; \\ S_{III} &= \frac{y_1^3 P_1}{h_1} + \frac{2y_1 W_1}{h_1} + \varphi_1 + \frac{y_2^3 P_2}{h_2} + \frac{2y_2 W_2}{h_2} + \varphi_2; \\ S_{IV} &= \frac{1}{h_1} \left(\frac{\Delta_1 \alpha n}{nn'} \right) + \frac{1}{h_2} \left(\frac{\Delta_2 \alpha n}{nn'} \right); \\ S_V &= \frac{y_1^3 P_1}{h_1^3} + \frac{3y_1^2 W_1}{h_1^2} + \frac{y_1}{h_1^2} \left(3\Delta_1 \alpha v + \frac{\Delta_1 \alpha n}{nn'} \right) + \\ &+ \frac{y_2^3 P_2}{h_2^3} + \frac{3y_2^2 W_2}{h_2^2} + \frac{y_2}{h_2^2} \left(3\Delta_2 \alpha v + \frac{\Delta_2 \alpha n}{nn'} \right). \end{aligned}$$

Для упрощения расчета делаем следующие предположения:

$$\alpha_2 = -1; \quad y_1 = 0; \quad d = F_1 - F_2 = 1 - \frac{1}{\Gamma} = 1 - h_2;$$

$$y_2 = -d = h_2 - 1 = \frac{1}{\Gamma} - 1.$$

Далее, поскольку поверхности зеркал параболидальные, величины P_1 и P_2 равны нулю. Величины, входящие в суммы $S_{II} - S_V$, приведены в табл. IV.14.

Т а б л и ц а IV.14
Величины, входящие в суммы $S_{II} - S_V$

α	$n = \gamma$	$\alpha n = \alpha \gamma$	$\Delta \alpha$	$\Delta n - \Delta \gamma$	$\frac{\Delta \alpha}{\Delta \gamma}$	$\Delta \alpha \gamma$	W	$\Delta \alpha n$	nn'	$\frac{\Delta \alpha n}{nn'}$
0	1	0								
-1	-1	1	-1	-2	0,5	1	0,5	1	-1	-1
0	1	0	+1	+2	0,5	-1	-0,5	-1	-1	+1

После всех упрощений получаем для выражения сумм формулы:

$$\left. \begin{aligned} S_I = 0; \quad S_{II} = W_1 + W_2 = 0; \quad S_{III} = 1 - \frac{2(h_2 - 1)}{h_2} \times \\ \times \frac{1}{2} - \frac{1}{h_2} = 0; \\ S_{IV} = -1 + \frac{1}{h_2} = \Gamma - 1; \quad S_V = -\frac{3(h_2 - 1)^2}{h_2^2} \frac{1}{2} + \\ + \frac{h_2 - 1}{h_2^2} [3(-1) + 1] = -\frac{3}{2} \left(\frac{h_2 - 1}{h_2} \right)^2 - \\ - 2 \left(\frac{h_2 - 1}{h_2^2} \right) = \frac{(\Gamma - 1)(3 + \Gamma)}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (IV.43)$$

Если входной зрачок совпадает со вторым зеркалом ($y_2 = 0$), то $y_1 = \frac{h_2 - 1}{h_2}$; в этом случае

$$S_V = -\frac{h_2 - 1}{h_2} \left(2 - \frac{3}{2} \frac{h_2 - 1}{h_2} \right) = \frac{(\Gamma - 1)(1 + 3\Gamma)}{2}.$$

В работе Пихта [14] рассмотрена система, в которой первое зеркало параболидальное, остальные два зеркала образуют вместе с первым, благодаря применению асферических поверхностей, строго апланатическую комбинацию. Однако системы Пихта обладают значительными величинами кривизны и астигматизма, что снижает их практическую ценность.

Трехзеркальная астрономическая камера Рамзель

В 1969 г. Рамзеем [17] был предложен зеркальный объектив оригинальной конструкции, представляющий определенный интерес (рис. IV.24). Первое вогнутое зеркало $M_1 M'_1$ с фокусом в точке F_1 образует со вторым выпуклым зеркалом $M_2 M'_2$ слабо

сходящуюся систему, фокус которой F_2 лежит далеко влево от обоих зеркал. Лучи отражаются от третьего вогнутого зеркала $M_3M'_3$ и образуют окончательное изображение в фокусе F' , лежащем на небольшом расстоянии впереди второго зеркала $M_2M'_2$. Все три зеркала — асферические. Здесь возможно исправление всех пяти аберраций, поскольку число свободных параметров равно восьми: три параксиальных радиуса кривизны, три эксцентриситета и два воздушных промежутка; три параметра могут быть использованы для выполнения габаритных условий (условие масштаба, удобное положение фокуса F' , минимальное виньетирование). Рэмзей не стремится к исправлению дисторсии,

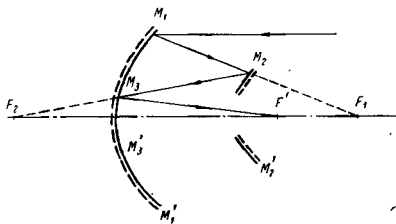


Рис. IV.24

что позволяет использовать еще один параметр, например для улучшения качества изображения на краю поля.

Конструктивные элементы системы в [17] не приведены, однако сведения, имеющиеся там, дают возможность восстановить их с достаточной достоверностью:

1) фокус F' находится в непосредственной близости от второго зеркала;

2) расстояние от вершины третьего зеркала до фокуса F' равно трети фокусного расстояния системы;

3) расстояние по оси между вторым и третьим зеркалами равно 0,28 фокусного расстояния;

4) диаметр второго зеркала равен половине диаметра первого; относительное отверстие 1 : 5, угловое поле $2\omega_1 = 2^\circ$;

5) оптическая сила первого компонента в два раза больше силы всей системы;

6) все три зеркала в первом приближении можно считать гиперболоидальными; при этом отступление формы поверхности первого зеркала от параболоидальной примерно в два раза больше, чем у первого зеркала типичной системы Риччи—Креггена; это обстоятельство весьма благоприятствует применению корректоров, т. е. систем, работающих совместно с первым зеркалом системы и образующих хорошо исправленные системы со сравнительно большим полем.

Рамзей, сравнивая свой объектив с известными зеркальными системами Рнчи—Кретьена, Шмидта, Виолетта (1922 г.), Гаскона (1965 г.), Кёлера (1966 г.), Винна (1965 г.), Шульца (1966 г.), формулирует преимущества своей системы следующим образом:

1) третье зеркало составляет одно целое с первым и не требует специальной юстировки при сборке;

2) отсутствуют растяжки, поддерживающие третье зеркало, которые создают вредные дифракционные явления и рассеивающий свет;

3) все аберрации (кроме дисторсии) могут быть исправлены;

4) положение изображения вблизи второго зеркала удобно для работающего;

5) система компактна, вся длина ее лишь слегка превышает одну треть ее фокусного расстояния.

Восстанавливая систему на основании сообщенных Рамзеем сведений, легко определить ее параксимальные характеристики α, h, d, r (табл. IV.15).

Любопытно, что значения 1 и 3-го радиусов очень близки друг к другу. Для определения точной формы поверхностей поступаем следующим образом. Принимаем $x_1 = 0$, т. е. полагаем, что входной лучок совпадает с первым зеркалом (напомним, что вследствие $S_1 = S_{II} = S_{III} = 0$ положение лучка не влияет на значения сумм, даже пятой). В этом случае $y_1 = 0, y_2 = 0,28, y_3 = 0,90$ при $\beta_1 = 1,0$.

Напишем выражения для S_1, S_{II} и S_{III} при $y_1 = 0$, а именно:

$$S_1 = \sum h P^*; \quad S_{II} = y_2 P_2^* + y_3 P_3^* - \sum W;$$

$$S_{III} = \frac{y_2^2}{h_2} P_2^* + \frac{y_3^2}{h_3} P_3^* - 2 \left(\frac{y_2}{h_2} W_2 + \frac{y_3}{h_3} W_3 \right) + \sum \Phi,$$

где

$$P^* = P - e^2 \frac{(\Delta \alpha n)^2}{(\Delta n)^2}, \quad P = \left(\frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \Delta \frac{\alpha}{n};$$

$$\sum W = 0,5; \quad \sum \Phi = -0,12.$$

После подстановки численных значений выражения принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} P_1^* + 0,41 P_2^* + 0,32 P_3^* &= 0; \\ 0,28 P_2^* + 0,90 P_3^* - 0,5 &= 0; \\ 0,192 P_2^* + 2,572 P_3^* - 1,37 W_2 - 5,71 W_3 - 0,12 &= 0. \end{aligned} \right\}$$

Таблица IV.15

Параксимальные характеристики системы Рамзеев

α	h	d	r
0	1	0,28	0,948
2,11			
-0,34	0,41	-0,28	0,461
1,0	0,32		
			0,949

При этом

$$W_2 = 2,17; W_3 = 0,44;$$
$$P_1 = 2,35; P_2 = -2,65; P_3 = 0,30.$$

Решая систему уравнений, получаем для величин P^* :

$$P_1^* = -1,07; P_2^* = 2,88; P_3^* = -0,34.$$

Используя соотношения, связывающие величины P_i и P_i^* , получаем следующие значения квадратов эксцентриситетов:

$$e_i^2 = \frac{P_i^* - P_i}{(a_i n_i' - a_i n_i)^2} (n_i' - n_i);$$

$$e_1^2 = 1,456; e_2^2 = 3,957; e_3^2 = 8,656,$$

т. е. все три поверхности гиперболоидальные, как указано в статье [17]. К сожалению, первая и третья поверхности сильно отличаются друг от друга по форме и не могут быть заменены общей поверхностью, что значительно упростило бы изготовление таких систем. Такие варианты с общей поверхностью для первого и третьего зеркал в свое время предлагались В. Н. Чуриловским.

Результаты тригонометрического расчета хода лучей в описанной системе показали, что она может быть доведена до значительных относительных отверстий порядка 1:3,5—1:4 при хорошем исправлении аберраций и вполне удовлетворительных значениях виньетирования.

Следует отметить, что чем больше относительное отверстие, тем меньше относительное виньетирование, вызванное тем обстоятельством, что приемник изображения закрывает среднюю часть апертуры пучков, попадающих на систему.

При фокусном расстоянии $f' = 7000$ мм, относительном отверстии 1:4,5, угле поля зрения $2\omega_1 = 1^\circ 30'$, расстоянии между зеркалами 1920 мм; величине заднего отрезка $s' = 291$ мм, радиусах кривизны $r_1 = 6600$ мм; $r_2 = 3200$ мм суммы Зейделя имеют следующие значения: $S_I = -0,002$; $S_{II} = -0,01$; $S_{III} = -0,01$; $S_{IV} = 0,12$; $S_V = -3,88$.

Диаметр пятна рассеяния на осн 0,014 мм ($0'',4$); в меридиональном сечении на краю поля 0,030 мм ($0'',9$); в сагитальном сечении 0,010 мм ($0'',3$).

Виньетирование составляет 17% по площади при $W_1 = 0$; 19,5% при $\omega_1 = 15'$; 22% при $\omega_1 = 30'$; 24,5% при $\omega_1 = 45'$; 27% при $\omega_1 = 1^\circ$; 32% при $\omega_1 = 1^\circ 30'$.

Можно согласиться с автором предложенного объектива, что последний не лишен достоинств (малая длина при значительном фокусном расстоянии, большое относительное отверстие, хорошее качество изображения), но трудность изготовления и центрировки трех асферических поверхностей еще надолго задержит попытки его создания.

Системы типа Кассегрена обладают существенным недостатком. В плоскость изображения помимо лучей, отраженных от большого и малого зеркал, попадают также лучи, распространяющиеся с боковых частей поля зрения (на рис. IV.25 это лучи AA_1 , BB_1). Они минуя отражающие поверхности $S_1S'_1$, $S_2S'_2$ и создают более или менее однородный фон. Единственный способ устранения или хотя бы уменьшения этих вредных потоков — установка на их пути заслонов в виде труб, диафрагм и пр., причем полезные лучи должны быть пропущены.

Наиболее естественный и простой путь определения положения и размеров этих заслонов заключается в составлении чертежа,

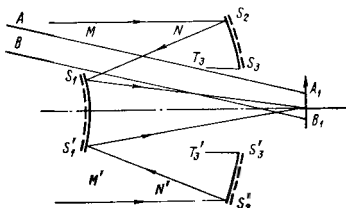


Рис. IV.25

на котором изображается ход достаточного количества лучей, идущих из нескольких точек поля зрения и пересекающих плоскость входного зрачка в достаточно большом (4—10) количестве точек. Имея такой чертеж, легко выяснить, как наиболее целесообразно расставлять заслоны и трубки. Обычно около внутренней границы большого зеркала (S_3S_3') находится область $T_3S_3-T_3'S_3'$, в которой можно расположить трубку конической формы, защищающую изображение от вредных потоков. Можно ставить цилиндрические трубки в промежутке $MN-M'N'$; такие трубки создают потери для полезных потоков, но значительно меньшие, чем для вредных, поскольку наклоны вредных пучков больше, чем наклоны полезных. Наконец, можно расположить цилиндрические трубки, ось симметрии которых совпадает с осью симметрии системы в пространстве предметов. Эти трубки задерживают достаточно много вредных пучков, почти не влиять на полезные, но обладают тем существенным недостатком, что удлиняют систему, одно из основных достоинств которой заключается в ее малой длине.

Опыт проектирования зеркально-линзовых систем типа Кассегрена показывает, что трудность борьбы с вредными пучками света растет при увеличении угла поля зрения системы, уменьшается при уменьшении относительного отверстия и чем короче

системы (по сравнению с диаметром входного зрачка), тем легче устранить вредные пучки, так как уменьшение длины приводит к увеличению углов, образуемых вредными потоками с осью.

В некоторых случаях полное уничтожение этих потоков принципиально невозможно и, если оптическая система предназначена для работы в условиях, когда поблизости от рабочего поля системы находятся сильные мешающие источники, целесообразно отказаться от систем Кассегрена и перейти к схеме Грегори. Она обладает тем преимуществом, что наличие дополнительной системы, которая переносит изображение I_1 (рис. IV.26),

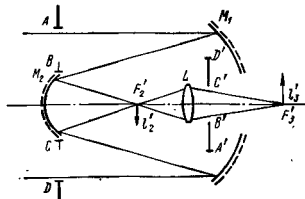


Рис. IV.26

получаемое после двух зеркал M_1 и M_2' , в более удобное для рассматривания (или съемки) место F_3' , позволяет получить действительное изображение плоскости $ABCD$, касающейся вершины малого зеркала и являющейся входным зрачком для вредных пучков. В плоскости этого изображения $A'B'C'D'$ можно ставить кольцевую диа-

фрагму, которая задерживает вредные лучи. При этом надо следить за тем, чтобы никакие лучи, входящие в промежутки AB или CD , не могли попасть в плоскость F_3' минуя M_1 , M_2 и L , для чего в некоторых случаях необходимо предусмотреть установку дополнительных диафрагм или трубок; последние не должны мешать прохождению основных пучков лучей.

Другой недостаток зеркальных и зеркально-линзовых систем — блики и рассеянный свет. Лучи, претерпевшие два отражения — одно от зеркала, другое от преломляющей поверхности или наоборот, — возвращаясь в пространство изображений, создают блики; яркость этих лучей ослабляется примерно в $\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$ раз по сравнению с яркостью входящих в систему лучей. В чисто линзовых системах ослабление яркости лучей, образующих блики и создающих рассеянный свет, порядка $\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^4$ раз по сравнению с яркостью лучей, входящих в систему. Поэтому блики в зеркально-линзовых системах в десятки — сотни раз сильнее, чем в линзовых, и на их просветление должно быть обращено особое внимание.

13. ЗЕРКАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Рентгеновские лучи обладают свойством «внешнего» отражения от изогнутых зеркальных поверхностей, если угол между лучом и нормалью к поверхности отличается от прямого на угол φ ,

не превышающий нескольких градусов. Чем больше жесткость лучей (т. е. чем меньше длина их волны), тем угол ϵ меньше. Свойство полного «внешнего» отражения, которое в математической формулировке ничем не отличается от простого отражения обычных лучей от зеркальных поверхностей, может быть использовано для изготовления как микроскопов, так и телескопов, предназначенных для исследования ярких небесных тел, испускающих рентгеновские лучи. С помощью рентгеновского телескопа, установленного на спутник или космическую станцию, можно, например, исследовать излучение Солнца в спектральной области 10—100 Å.

Первые попытки разработки рентгеновских микроскопов относятся к 1956 г. (Киркпатрик) [13]; первые R-микроскопы были составлены из двух одинаковых цилиндрических зеркал с взаимно перпендикулярными направляющими, что позволило исключить значительный астигматизм, свойственный цилиндрическим поверхностям. Однако, как было показано Г. Г. Слюсаревым [3], такие пары зеркал не дают возможностей для исправления комы независимо от выбора радиусов кривизны этих поверхностей, вследствие чего и качество изображения получается весьма низким даже при очень малых апертурах падающих и отраженных пучков.

Несколько позже была выдвинута идея использования поверхностей вращения для образования изображений. Легко показать, что число поверхностей должно быть четным. Уже при двух зеркалах можно полностью исправить сферическую аберрацию и кому. Дальнейшее усложнение нецелесообразно из-за трудностей изготовления асферических поверхностей с той высокой точностью, которой требует длина волны отражаемых лучей — на один-два порядка выше, чем у обычных зеркал ответственных оптических систем.

Шварцшильд разработал удобный метод расчета двухзеркальных апланатических систем, изложенный в [4, гл. IX]. Однако этот метод пригоден только для объективов, работающих в области, не очень далекой от параксимальной. Выполнение процесса вычисления координат профиля зеркал начинается с параксимальных величин радиусов кривизны зеркал на оси системы и расстояния d между ними. Расчет рентгеновского телескопа производится по другой методике: исходными данными являются координаты некоторого луча, образующего с нормалью к некоторым выбранным из конструктивных соображений элементам поверхностей углы меньше заданного значения ϵ . Другими словами, расчет начинается не с нулевой апертуры, а наоборот, с крайней, как это будет показано ниже.

В ГОИ автором совместно с В. С. Соколовой было разработано несколько зеркальных объективов для исследования солнечной короны в рентгеновских лучах. Меридиональные сечения зеркальных поверхностей представляли собой кривые 2-го порядка.

Определение формы зеркал аналитической системы

Изложим метод, разработанный Ю. Н. Циглером, основанный на идее Шварцшильда, но значительно видоизмененный с целью исключения трудностей, присущих случаю отражения рентгеновских лучей.

Для облегчения расчетов рассмотрим систему двух зеркал в обратном ходе лучей.

Пусть OX — ось системы; O — фокус; $OABC$ — луч, выходящий из системы параллельно оси. Условие постоянства оптической длины можно записать в виде

$$\rho_1 + \rho_2 - x = 2 \frac{m-1}{m}, \quad (IV.44)$$

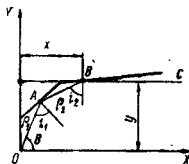


Рис. IV.27

где x — абсцисса точки B (рис. IV.27); m — некоторая константа, физический смысл которой будет определен ниже. Второе условие, которому удовлетворяет система зеркал, обеспечивающая отсутствие комы для любого отверстия при достаточно малом угле поля системы, условие

синусов $\frac{y}{\sin \theta} = f'$, где f' — фокусное

расстояние системы; θ — апертурный угол луча (полярный угол для точки A первого зеркала).

Рассматривая два бесконечно близких луча, исходящих из точки O , можно установить равенство

$$-\frac{1}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{d\theta} = \operatorname{tg} i_1, \quad (IV.45)$$

где i_1 — угол между лучом и нормалью к первой поверхности в точке A .

Из рис. IV.27 можно получить еще три уравнения:

$$\left. \begin{aligned} x &= \rho_1 \cos \theta - \rho_2 \cos 2i_2; & y &= \rho_1 \sin \theta + \rho_2 \sin 2i_2; \\ \theta + 2(i_1 + i_2) &= 2\pi. \end{aligned} \right\} \quad (IV.46)$$

Исключая промежуточные переменные, имеем

$$\frac{1}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{d\theta} = - \frac{m-1-\rho_1 m + m \cos^2 \frac{\theta}{2}}{1-m \cos \frac{\theta}{2}} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}. \quad (IV.47)$$

Дифференциальное уравнение (IV.47) определяет форму первой поверхности через зависимость радиус-вектора ρ_1 от полярного угла θ .

После некоторых подстановок находим

$$\frac{dq}{dp} = \frac{m(q-p)}{p-m},$$

где

$$q = \frac{p}{p_1}; \quad p = \frac{1}{\cos^2 \frac{\theta}{2}} = 1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}.$$

Это линейное дифференциальное уравнение 1-го порядка легко интегрируется методом вариации постоянной; в результате интегрирования получаем

$$q = c |p - m|^m + \frac{m}{m-1} |p - m| + m, \quad (\text{IV.48})$$

где c — константа интегрирования.

Возвращаясь к переменной p_1 , можно написать

$$\frac{1}{p_1} = \frac{m}{m-1} \sin^2 \frac{\theta}{2} + c \cos^2 \frac{\theta}{2} \left| 1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} - m \right|^m. \quad (\text{IV.48a})$$

Шварцшильдом было получено аналогичное уравнение в следующем виде¹:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{t}{d} + \frac{1}{v} \frac{\left(1 - \frac{t}{d}\right)^{\frac{1}{1-d}}}{(1-t)^{\frac{1}{1-d}}},$$

где $t = \sin^2 \frac{u'}{2}$; u' — апертурный угол в пространстве изображений; v — расстояние от вершины большого зеркала до фокуса всей системы.

Формулы Циглера имеют следующие отличия от формул Шварцшильда:

- 1) воздушное расстояние d отсутствует;
- 2) выражение, возведенное в степень m , берется по модулю, благодаря чему возникает второе решение, особенно пригодное для рентгеновских телескопов, так как оно приводит к малым углам лучей с касательными к отражающим поверхностям.

Из выражения (IV.48a) для $\frac{1}{p_1}$ вытекает, что множитель при c обращается в нуль при $\cos^2 \frac{\theta_1}{2} = \frac{1}{m}$. Если $\theta < \theta_0$, оптическая система принадлежит к типу Кассегрена; если $\theta > \theta_0$, углы лучей с нормалью близки к $\pi/2$; среди этих систем и следует искать интересные нас с точки зрения отражения рентгеновских лучей.

¹ См. формулу (IX.95) в [4].

Вводим переменную $R(\theta) = 1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + m$. Уравнение (IV.48a) принимает вид

$$\frac{1}{\rho_1} = \frac{m}{m-1} \sin^2 \frac{\theta}{2} + c \cos^2 \frac{\theta}{2} R^m \text{ при } \theta > \theta_0 \quad (\text{IV.48б})$$

и полностью определяет вид первого (от фокуса) зеркала. Уравнение второго зеркала может быть получено с помощью приема, изложенного в [4] при описании апланатических систем Шварцшильда. Координаты x_2 и y_2 определяются в параметрической форме:

$$\left. \begin{aligned} x_2 &= \frac{m \sin^2 \theta}{4(m-1)} + \frac{R^{2-m} \cos^4 \frac{\theta}{2}}{c(m-1)^2} - \frac{m-1}{m}; \\ y_2 &= \sin \theta. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.49})$$

Можно показать, что при $\theta = \theta_0$ происходит переход meridionalного сечения зеркала S_1 в сечение зеркала S_2 ; другими словами, координаты x и y обоих зеркал в этой точке совпадают и равны соответственно $x = \cos \theta_0$; $y = \sin \theta_0$.

Определим физический смысл константы m . Обозначим «светосилу» системы как отношение q площади σ_2 проекции на фокальную плоскость поверхности второго зеркала к площади σ круга диаметром $2y_{\max}$ ($y_{\max}$ — ордината внешнего края второго зеркала):

$$q = \frac{\sigma_2}{\pi y_{\max}^2} = \cos^2 \theta_0,$$

где θ_0 — угол, соответствующий линии пересечения первого зеркала со вторым.

Полученное равенство вместе с уравнением $\cos^2 \frac{\theta_0}{2} = \frac{1}{m}$ дает

$$m = \frac{2}{1 + \sqrt{q}}.$$

Смысл константы m заключается в том, что она непосредственно связана со светосилой: при ее увеличении $m \rightarrow 1$.

Из очевидного неравенства $0 < q < 1$ следует

$$1 < m < 2.$$

При $m \rightarrow 1$ длина системы очень быстро возрастает и принимает значения, весьма неудобные для практических применений. Поэтому $y_{\max}$ в выражении q следует брать для $\theta < \pi/2$, хотя это и уменьшает реальную светосилу системы.

Действительно, при $\theta = \pi/2$

$$x_2 = \frac{1}{4v} \left(1 + \frac{1}{cv} \right), \quad v = m - 1;$$

$$y_2 = 1;$$

при $\theta = \pi/4$

$$x_2 = \frac{1}{8v} \left(1 + \frac{1,48}{cv} \right); \quad y_2 = 0,707.$$

Здесь x_2 и y_2 — координаты конечной точки сечения второй поверхности.

Если c велико, то указанное уменьшение θ сокращает длину системы примерно вдвое; относительное отверстие уменьшается в 0,7 раза, а полезный световой поток вдвое. Константа c оказывает влияние на длину и форму зеркал системы, на углы скольжения на зеркалах и, естественно, на величину абберрационного кружка рассеяния, но не влияет на светосилу.

В работе Ю. Н. Циглера показано, что если $c > 0$, то система дает действительное изображение. Если $c = 0$, то зеркало S_1 — параболоидальное и уравнение его сечения имеет вид

$$y_1^2 = \frac{4(m-1)}{m} x_1 + \frac{4(m-1)^2}{m^2}.$$

Если $c \rightarrow \infty$, то поверхность зеркала S_1 вырождается в конус. На рис. IV.28 изображены сечения обоих зеркал при $c = 0$ (сплошная линия) и $c \rightarrow \infty$ (штриховая линия). Для промежуточных значений c сечения занимают промежуточные положения.

Определим наиболее целесообразные значения константы c , при которых были бы обеспечены малая длина системы, удобная для обработки форма ее поверхностей и достаточная светосила. Для этого необходимо подобрать полярный угол θ , ненамного отличающийся от θ_0 , так как при больших θ длина системы начинает очень быстро расти. Пусть $\theta - \theta_0 = \delta$, где δ — малый угол, квадратом которого можно пренебречь по сравнению с первой степенью.

Из формул, выражающих y_1 и x_2 через θ , получаем дифференцированием по θ :

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= y_0 - [1 + (1 - x_0) c] \delta; \\ x_2 &= x_0 + \frac{y_0}{2(1 - x_0)} \left[2x_0 + \frac{(1 + x_0)^2}{(1 - x_0)c} \right] \delta, \end{aligned} \right\}$$

где $x_0 = \cos \theta_0$; $y_0 = \sin \theta_0$.

В табл. IV.16 приведены величины c и δ в радианах как функции от θ_0 , m , y и $l = x_2 - x_0$ (длина объектива в долях фокусного расстояния).

Повернем луч OS_1S_2T (рис. IV.29) на малый угол таким образом, чтобы точки S_1 и S_2 с двух сторон приближались к точке O_1 (точка стыка двух сечений). Пусть i_1 и i_2 — углы, образуемые этим лучом с нормальными к поверхностям около точки O_1 ; i_1 и i_2 отличаются от прямого угла на величину ε в ту и другую сторону.

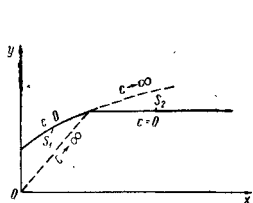


Рис. IV.28

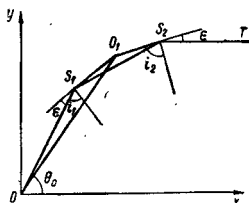


Рис. IV.29

Если направление OO_1 образует с осью x угол θ_0 , то очевидно, что $\theta_0 = 4\varepsilon$. На самом деле, если апертурный угол, определяемый крайним лучом, еще попадающим на первое зеркало, несколько больше θ_0 , то разность между этими углами составляет несколько сотых градуса (углы R'' в табл. IV.17).

Таблица IV.16
Зависимость величин c и δ от θ_0 , m , u и l

u	l									
	1		2		3		4		5	
	c	δ	c	δ	c	δ	c	δ	c	δ
$\theta_0 = 4^\circ; m = 1,00122$										
0,05	646	0003	412	001	312	0011	216	0012	126	0015
$\theta_0 = 6^\circ; m = 1,00215$										
0,05	291	0021	186	0027	140	0031	96	0036	5696	0042
0,10	284	0002	182	0002	138	0002	96	0003	5662	00036
$\theta_0 = 10^\circ; m = 1,0087$										
0,05	108	0047	68	0061	51	007	34,8	0081	20,15	0096
0,10	105	0028	67	0037	50,2	0042	34,5	0048	20,03	0056
0,15	103	0009	66	0012	49,6	0013	32,2	0016	19,90	0018

Таблица IV.17

Результаты расчета зеркальных апланатических систем
и их характеристики

№ систе- мы	m	c	l	L	S	$2y_{\min}$	$2y_{\max}$	$2w$	$2\Delta y'$	R''
1	1,00122	1100	1,19	0,09	0,0008	0,128	0,143	30	0,00025	50
								15	0,00006	12
2	1,00122	1100	0,46	1,46	0,0041	0,097	0,157	15	0,00037	68
3	1,00122	2100	0,22	1,07	0,0008	0,121	0,143	30	0,00035	70
								15	0,000075	15
4	1,00122	2100	0,85	1,37	0,0041	0,081	0,157	15	0,00042	84
5	1,00275	50	0,32	1,28	0,0011	0,205	0,213	30	0,00022	44
								15	0,000056	11
6	1,00275	50	1,62	2,45	0,0059	0,189	0,226	15	0,00032	64
7	1,00275	550	0,37	1,17	0,0035	0,177	0,219	30	0,00044	88
								15	0,00008	17
8	1,00275	550	1,07	1,60	0,0123	0,129	0,244	15	0,00032	64
9	1,00275	1050	0,42	1,13	0,0085	0,158	0,219	30	0,00045	91
								15	0,0001	21
10	1,00275	1050	1,06	1,46	0,0120	0,102	0,244	15	0,0004	81

Численное определение профиля зеркал

Основными для расчета формы первого и второго зеркал являются соответственно формулы (IV.486) и (IV.49). Сначала необходимо определить константы интегрирования m и c ; для этого нужно выбрать прием, который наиболее простым образом вытекает из постановки задачи.

Нетрудно выбрать константы m и c из табл. IV.16 или IV.17. Можно исходить из габаритных требований, например из угла θ_0 , при котором второе зеркало стыкуется с первым, и определенной величины ρ_1 ; тогда обе константы полностью определяются и остается только выполнять вычисления по формулам (IV.486) и (IV.49), в результате которых можно получить координаты (x_1, y_1) , (x_2, y_2) любого числа точек профиля обоих зеркал.

Расчет хода лучей через зоркальную апланатическую систему

После того как форма поверхностей системы с помощью формул (IV.486) и (IV.49) определена для любого желаемого числа точек, необходимо произвести контрольный расчет лучей, исходящих из точки O (в прямом ходе — лучей, падающих параллельно оси), а также расчет внеосевых пучков для определения остаточных aberrаций (астигматизм, кривизна и aberrации высших порядков). Формулы, предложенные Ю. Н. Циглером, дают большую точность, но требуют составления специальной довольно сложной программы.

Можно использовать ранее разработанные и проверенные программы для расчета хода лучей в системах, содержащих асферические поверхности, в которых уравнение меридионального сечения представляется выражением

$$x = a_1 y^3 + a_2 y^4 + a_3 y^6 + a_4 y^8 + \dots$$

Коэффициенты $a_1, a_2, \dots$ подбираются так, чтобы кривая $x = f(y^2)$ проходила через достаточное число (пять-шесть) точек, полученных из уравнений (IV.486) и (IV.49); можно также использовать значительно большее число точек, применяя метод наименьших квадратов для нахождения пяти-шести коэффициентов разложения. Для того и другого случая разработаны стандартные программы.

Ю. Н. Циглером были рассчитаны 10 систем; результаты расчета величины кружков рассеяния этих систем и характеристики последних приведены в табл. IV.17, где l — длина объектива (сумма длин дуг S_1 и S_2) в долях f' ; L — общая длина системы от фокальной плоскости до точки оси, соответствующей максимальному диаметру системы, в долях f' ; S — эффективная рабочая площадь в долях f'^2 ; $2y_{\min}, 2y_{\max}$ — минимальный и максимальный диаметры системы в долях f' ; 2ω — угол поля зрения; $2\Delta y'$ — максимальный диаметр пятна рассеяния в долях f' ; R'' — наименьший разрешаемый угол (в предположении, что кружок рассеяния равномерно освещен).

Углы скольжения для систем 1—4 не превышают $1^\circ 40'$, для систем 5—6 — 3° , для систем 7—10 — $2^\circ 30'$.

Аберрации в сагиттальном направлении не превосходят по абсолютной величине аналогичных аберраций в меридиональной плоскости.

Отклонение нормали от идеального направления на $20''$ для обоих зеркал создает отклонение лучей порядка $40''-1'$. Поэтому необходимо поддерживать точности примерно вдвое большей, если от системы требуется получение оптимальных результатов.

Проведенные Ю. Н. Циглером исследования приводят к выводу, что двухзеркальные апланатические системы позволяют получить хорошее качество изображения в углах поля, достигающих $30-45'$ (видимый диаметр Солнца), обеспечивая при этом достаточно малые углы скольжения ϵ (порядка $2-3^\circ$).

Основная остаточная аберрация представляет собой сумму кривизны Пецваля и астигматизма; это подтверждается тем обстоятельством, что диаметр кружка рассеяния растет как квадрат угла поля зрения.

Отсутствие параметров, с помощью которых можно было бы исправить кривизну и астигматизм, не позволяет рассчитывать на какое-нибудь значительное усовершенствование двухзеркальных систем.

Список литературы

1. Волосов Д. С. Фотографическая оптика. М., «Искусство», 1971, 671 с.
2. Микроскопы. Л., «Машиностроение», 1969, 511 с. Авт.: Г. Е. Сявровцов, В. А. Панов, Н. И. Поляков, Л. А. Федин.
3. Слюсарев Г. Г. Методика расчета зеркальных микроскопов для рентгеновских лучей.— ОМП, 1952, № 4, с. 15—21; № 5, с. 24—31.
4. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. Л., «Машиностроение», 1969, 670 с.
5. Чуриловский В. Н. Зеркальные астрономические объективы, основанные на применении плановых зеркал.— Изв. вузов. Приборостроение, 1958, т. 1, № 2.
6. Чуриловский В. Н. Теория трехзеркальных астрономических объективов.— Изв. вузов. Приборостроение, 1960, т. 3, № 1, с. 69—76.
7. Buchrolder R., Leonard A. «Appl. Opt.», 1972, v. 11, N 7.
8. Chrétien H. «Rev. d'Opt.», 1922, t. 1.
9. Chrétien H. «Rev. d'Opt.», 1924, t. 3.
10. Conrady A. E. Appl. Optics and Optical Designs. P. 1. London, 1929.
11. Cox A. A. System of Optical Design. London—New York, 1964.
12. Danjon et Conder. «Rev. d'Opt.», 1935, t. 14.
13. Kirkpatrick P.—X-ray microscopy and microradiography. New York, Acad. Press, 1957.
14. Picht J. «Optik», 1951, Bd. 8, N 3—5.
15. Ross F. «Astroph. Journ», 1933, v. 77.
16. Ross F. «Astroph. Journ», 1935, v. 81.
17. Rumsey N. J. A. Optical Instruments and Techniques. London, «Oriel Press», 1970.

18. Sampson R. «Phil. Trans. R. Soc. London», 1913, v. 213.
19. Sampson R. «Mont. Not. Astr. Soc.», 1913, v. 73.
20. Schulte D. H. Extending the Stellar Field of view of Ritchey—Chretien Telescopes. New York, «Dover Publ.», 1960.
21. Schupmann L. Die Medial-Fernrohre. Leipzig, Teubner, 1899.
22. Schupmann L. «Z. für Instrum.», 1913. Bd. 33; 1921, Bd. 41.
23. Schwarzschild K. Abhandl. Ges. Wiss. Göttingen. N. F. 4, 1905, N 1.
24. Schmidt B. Mitt. Hamburg—Bergedorf, 1932, Bd. 7.
25. Speybroeck L., Chase R. «Appl. Opt.», v. 11, N 2.
26. Violette A. «Rev. d'Opt», 1922, t. 1.
27. Wynne C. G. JOSA, 1969, v. 59.
28. Zenger K. W. Sitz-ber. böhm. Ges. d. Wissen-schaft, 1875, Februar; 1877, Januar.

Назначение луп и микроскопов — образование увеличенных (в угловой мере) изображений малых объектов, не различимых или трудно различимых невооруженным глазом. Отличие между лупой и микроскопом не принципиально и не может быть четко проведено; обычно считается, что микроскоп состоит из двух далеко расставленных частей (объектив и окуляр), в то время как лупа представляет однокомпонентную систему, но есть исключения: бинокулярная лупа (комбинация приставки с биноклем), лупа Шевалье, раздвинутая трубка Галилея, также состоящие из двух компонентов, и т. д.

Увеличение луп и микроскопов определяется как отношение угла ω' , под которым рассматривается изображение объекта, к углу ω , под которым виден сам объект, помещаемый на условном расстоянии 250 мм.

Если глаз аккомодирован на бесконечность, увеличение равно $\Gamma = \frac{250}{f'}$, где f' — фокусное расстояние лупы или микроскопа.

Увеличение луп обычно не превосходит 10—15: при больших увеличениях работа с лупами затруднена малым расстоянием до наблюдаемого объекта, трудностью освещения последнего; исправление аберраций луп с короткими фокусными расстояниями также представляет серьезные трудности, и конструкция таких луп сложна.

1. ЛУПЫ

Лупа — вспомогательный наблюдательный прибор, не требующий высокого качества изображения. Для увеличения в два-четыре раза удовлетворительное качество дает простая плоско-выпуклая линза, повернутая плоской стороной к глазу, что обеспечивает лучшее исправление астигматизма и большее поле зрения.

Лупы большого увеличения, а также лупы слабого увеличения, но предназначенные для рассматривания больших площадей, требуют расчета. При этом следует принимать во внимание оптическую систему лупа—глаз. Выходной зрачок лупы при неподвижном глазе (лупы с малым углом поля зрения) можно считать на расстоянии 10—12 мм от последней поверхности лупы; для широко-

угольных луп, так же как и для окуляров, следует считать, что центр выходного зрачка совпадает с центром вращения глаза, т. е. находится на расстоянии 25 мм от последней поверхности лупы. Диаметр зрачка глаза следует принимать равным 1,5—2 мм. При указанном большом удалении зрачка от линзы получается значительное виньетирование наклонных пучков несимметричного характера; это виньетирование эквивалентно смещению выходного зрачка вперед в сторону лупы, как это ясно из следующего рассмотрения. Пусть A (рис. V.1) — центр вращения глазного яблока. Рассмотрим пучок, выходящий из лупы после преломления под некоторым углом ω' . Верхний крайний луч проходит через край M_1 оправы линзы, нижний крайний луч проходит

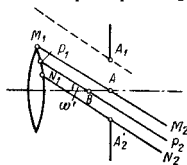


Рис. V.1

через нижний край выходного зрачка A_2 . Главным лучом этого пучка нужно считать луч P_1P_2 , проходящий по середине между двумя крайними лучами M_1M_2 и N_1N_2 ; этот луч пересекает ось в точке B , которая для данного пучка играет роль центра выходного зрачка. По мере увеличения наклона пучка уменьшается расстояние от выходного зрачка до лупы. Таким образом, практически выходной зрачок оказывается гораздо

ближе к линзе, чем центр глазного яблока, причем его положение зависит от наклона пучка, от отверстия лупы и от диаметра глазного кружка.

Апертура системы лупа—глаз определяется отверстием лупы, если последнее больше зрачка глаза, и отверстием глазного зрачка; если зрачок больше. Обычно при лупах с малым увеличением зрачок глаза определяет апертуру, а в лупах большого увеличения — диаметр оправ лупы.

Положение предмета и выходного зрачка по отношению к лупе обычно аналогично тому, что имеет место для окуляров. При расчете сильных луп следует обратить внимание на те же aberrации, что и в окуляре с добавлением сферической aberrации, так как и последняя при относительных отверстиях 1 : 4—1 : 5 может оказаться заметной; однако можно допустить несколько большие aberrации, чем обычно, имея в виду невысокие требования, предъявляемые к лупам, и желательную простоту их конструкции. Чаще всего коррекционных параметров не хватает и приходится довольствоваться компромиссом, считаясь преимущественно с назначением лупы. Например, широкоугольную лупу необходимо исправлять в первую очередь в отношении астигматизма и хроматизма увеличения; светосильную с малым углом поля — в отношении сферической и хроматической aberrаций. Очень тщательная коррекция не достигает цели главным образом из-за нефиксированного положения глаза относительно лупы. В сильных лупах малейшее отклонение глазного зрачка или наклон лупы, а они

ным расстоянием 40—300 мм, исправленной на рабочей зоне в отношении сферической, хроматической aberrаций и комы. Поле этих луп невелико, но большое рабочее расстояние и бинокулярность зрения являются большим преимуществом. Кроме того, можно снабдить их набором приставок, что позволяет получить различные увеличения.

Эти лупы дают прямое изображение, что повышает качество работы.

Телелупы представляют галилееву трубу небольшого увеличения (2,5—3×) простейшей конструкции. Объектив — двойная склеенная линза, несколько недонсправленная в отношении сферической и хроматической aberrаций (для компенсации aberrаций окуляра). Окуляр выполнен в виде простой отрицательной линзы

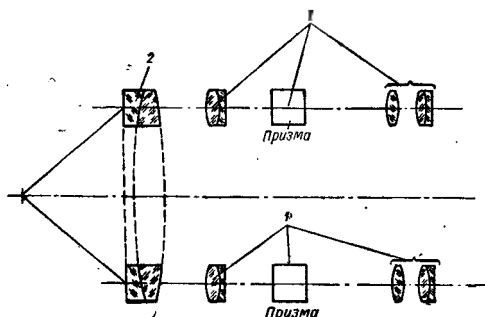


Рис. V.3

симметричной формы, что исключает возможную ошибку при сборке после чистки. При совпадении фокусов объектива и окуляра телелупа работает как телескопическая система; удаляя все больше и больше окуляр от объектива, можно наблюдать все более близкие предметы. При максимальном раздвижении приблизительно 15 мм и фокусном расстоянии объектива 40 мм можно рассматривать предметы на расстоянии около 10 см впереди объектива с увеличением около 6—7×. Телелупа работает как микроскоп с большим рабочим расстоянием и дает прямое изображение. Наконец, можно использовать объектив отдельно от окуляра в качестве простой лупы и получить увеличение, близкое к шести. Целесообразно рассчитать объектив на некоторое среднее расстояние (например, до объектива 200—300 мм) и поставить условие постоянства первой суммы S_1 при изменении его до объекта.

Как показано в работе [5, с. 259], основной параметр W должен принимать значение $+0,25$, если только изменения расстояний невелики. При этом значении W кома еще не выходит из допустимых границ.

Благодаря миниатюрным габаритам, дешевизне и разнообразию выполняемых функций, телелупа должна была бы найти широкое распространение среди учащихся; турнстов и т. д.

2. ОБЪЕКТИВЫ МИКРОСКОПОВ

Объективы микроскопа с точки зрения методики расчета могут быть разделены на три группы. К первой принадлежат объективы малой апертуры от 0,10 до 0,20 и малых увеличений от $3\times$ до $10\times$, объективы средней апертуры от 0,20 до 0,60 с увеличением $10-40\times$ и объективы большой апертуры, выше 0,60 с увеличением $40-100\times$.

Принадлежность объектива к категории «сухих» или «иммерсионных» ахроматов или апохроматов с плоским полем или без него не имеет значения с точки зрения методики расчета, а сказывается лишь на выборе марок стекла, на большую или меньшую сложность конструкции.

Объективы первой группы, обладающие малой апертурой, состоят из одного—трех компонентов в виде одиолинзовых или двухлинзовых склеенных узлов, разделенных воздушными промежутками, и могут быть рассчитаны по методике разделения переменных, согласно которой по многократно изложенной последовательности операций определяются значения основных параметров P и W , выбор марок стекла производится с помощью табл. 1.5, 1.6.

Объективы второй группы представляют собой компромисс между первой и третьей группами. Этот компромисс проявляется в наличии плосковыпуклой линзы в качестве первого компонента объектива, нечто среднее между тонкой линзой и типичной фронтальной линзой третьей группы объективов. Остальные компоненты, как в случае первой группы, содержат двухлинзовые или трехлинзовые склеенные системы.

Объективы третьей группы содержат фронтальную линзу классической формы, создающую апланатическое изображение объекта, иногда вторую менискоскую строго апланатическую линзу либо близкую к этому и два-три двойных или тройных склеенных компонента.

На основании изучения хода лучей через большое число отечественных и зарубежных объективов легко прийти к заключению, что апертура пучков, попадающих на систему склеенных компонентов, не превышает 0,2—0,3. Фронтальные или псевдофронтальные линзы увеличивают апертуру до необходимой величины. Отсюда следует, что объективы средних и больших увеличений могут быть разбиты на две части. Первая принимает на себя пучки

Таблица V.2
Сводка важнейших формул для алланатических поверхностей

Свойства	Род алланатической поверхности		
	I	II	III
s	$r \frac{n+n'}{n}$	r	0
β_0	$\left(\frac{n}{n'}\right)^3$	$\frac{n}{n'}$	1
$\frac{d\Delta s'}{ds}$	Точное значение	$\left(\frac{n}{n'}\right)^3 \left(\frac{\cos u'}{\cos u} - 1\right)$	$\frac{n'}{n} \left(\frac{\cos u'}{\cos u} - 1\right)$
	при малых u и u'	$\frac{1}{2} \left(\frac{n}{n'}\right)^3 \left[1 - \left(\frac{n'}{n}\right)^2\right] \sin^2 u$	$\frac{1}{2} \frac{n'}{n} \left[1 - \left(\frac{n'}{n}\right)^2\right] \sin^2 u$
$\frac{d\eta}{ds}$	$\left(\frac{1}{r} \frac{n'}{n} + \frac{1}{x_0 - s_0} \frac{d\Delta s'}{ds}\right)$	$\frac{1}{r} \frac{n' - n}{n'} \times (1 - \cos u)$	$\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{x_0}\right) \frac{d\Delta s'}{ds}$
$\frac{d\left(x_m' - x_s'\right)}{ds}$	$\left(\frac{n}{n'}\right)^3 \frac{\cos u'}{\cos u} \left(\frac{\cos^3 i}{\cos^2 i'} - 1\right)$	—	$\frac{n'}{n} \frac{\cos u'}{\cos u} \left[1 - \left(\frac{n}{n'}\right)^2\right] \operatorname{tg}^2 i$
Точное значение	$\left(\frac{n}{n'}\right)^3 \left(\frac{\cos u'}{\cos u} - 1\right) \times \left[(s_{\lambda_2}' - s_{\lambda_1}')_{\text{пр}} - r \frac{n'}{n} \times \left(\frac{dn'}{n'} - \frac{dn}{n}\right)\right]$		
	$\Delta s_{\lambda_2}' - \Delta s_{\lambda_1}'$	0	$\frac{n'}{n} \left(\frac{\cos u'}{\cos u} - 1\right) (s_{\lambda_2}' - s_{\lambda_1}')_{\text{пр}}$

	при малых u и u'	$\frac{1}{2} \left(\frac{n}{n'} \right)^3 \left[1 - \left(\frac{n'}{n} \right)^2 \right] \times$ $\times \left[(s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_1})_{np} - r \frac{n'}{n} \times \right.$ $\times \left. \left(\frac{dn'}{n'} - \frac{dn}{n} \right) \right] \sin^2 u$	0	$\frac{1}{2} \frac{n'}{n} \left[1 - \left(\frac{n}{n'} \right)^2 \right] \times$ $\times (s'_{\lambda_2} - s'_{\lambda_1})_{np} \sin^2 u$
Полевая сферическая аберрация	Точное значение	$\frac{l^2}{2r} \left(\frac{n}{n'} \right)^4 \left(\frac{\cos u'}{\cos u} - 1 \right)$	—	$-\frac{l^2}{2r} \frac{n'}{n} \left(\frac{\cos u'}{\cos u} - 1 \right)$
	при малых u и u'	$\frac{l^2}{4r} \left[\left(\frac{n}{n'} \right)^2 - \left(\frac{n'}{n} \right)^2 \right] \sin^2 u$	—	$-\frac{l^2}{4r} \frac{n'}{n} \left[1 - \left(\frac{n}{n'} \right)^2 \right] \sin^2 u$
Полевая кома	Точное значение	$\frac{3}{2} \frac{l^3}{r} \left(\frac{n}{n'} \right)^6 \left(\frac{1}{r} \frac{n'}{n} + \frac{1}{x'_0 - s_0} \right) \times$ $\times \left(\frac{\cos u'}{\cos u} - 1 \right)$	—	$-\frac{3}{2} \frac{l^3}{r} \frac{n'}{n} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{x'_0} \right) \times$ $\times \left(\frac{\cos u'}{\cos u} - 1 \right)$
	при малых u и u'	$\frac{3}{4} \frac{l^3}{r} \left(\frac{n}{n'} \right)^6 \left(\frac{1}{r} \frac{n'}{n} + \frac{1}{x'_0 - s_0} \right) \times$ $\times \left[1 - \left(\frac{n'}{n} \right)^2 \right] \sin^2 u$	—	$-\frac{3}{4} \frac{l^3}{r} \frac{n'}{n} \left[1 - \left(\frac{n}{n'} \right)^2 \right] \times$ $\times \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{x'_0} \right) \sin^2 u$
Астигматизм	Точное значение	$\frac{l^2}{2r} \left(\frac{n}{n'} \right)^4 \frac{\cos u'}{\cos u} \left(\frac{\cos^2 i}{\cos^2 i'} - 1 \right)$	—	
	при малых u и u'	$\frac{l^2}{2r} \left(\frac{n}{n'} \right)^4 \frac{\cos u'}{\cos u} \left[\left(\frac{n}{n'} \right)^2 - 1 \right] \times$ $\times \left\{ 1 + \sin^2 i \left[\left(\frac{n}{n'} \right)^2 - 1 \right] \right\} \sin^2 i$	—	$-\frac{l^2}{2r} \frac{n'}{n} \frac{\cos u'}{\cos u} \left[1 - \left(\frac{n}{n'} \right)^2 \right] \operatorname{tg}^2 i$

большой апертуры и превращает их в пучки средней сходимости, а именно такой, чтобы вторая часть, состоящая из простых склеечных компонентов, могла образовать в фокальной плоскости окуляра изображенне достаточно хорошего качества. Это замечание остается справедливым для всех типов объективов иммерсионных или сухих, апохроматов и ахроматов, с искривленным или плоским полем. В последних всегда вводится один или несколько дополнительных толстых менисков, способствующих устранению астигматизма и кривизны поля зрения.

Это отчетливое деление объективов микроскопа на две почти независимые и по-разному (в отношении апертур) действующие части привело к мысли о раздельном расчете первой и второй части. Эту идею осуществил Л. Н. Андреев [4].

Высокоапертурная часть, принимая на входе пучки, крайние лучи которых образуют углы с осью от 30° до 60° , может состоять только из апланатических или почти апланатических линз [5, гл. II]. Только такие линзы могут обеспечить образование безаберрационных изображений при значительных углах, так как в них условие апланатизма выполняется строго при любых углах лучей с осью. Однако на практике приходится отступать по конструктивным или другим причинам (например, наличие покровного стекла) от строгого апланатизма и в связи с этим необходимо определить, как влияет на aberrации, и в частности на aberrации высших порядков, отклонение точки пересечения луча с осью от точного положения апланатической точки. Такое исследование было произведено А. П. Грамматиным [2].

Результаты его работы, а именно формулы, выражающие производные от aberrаций по расстоянию точки-объекта от поверхности, приведены в табл. V.2. Они расположены по трем столбцам. В первом столбце — формулы для первой апланатической точки, для которой соблюдается условие $\Delta\alpha_v = 0$; во втором — для точки $\Delta\alpha = 0$, т. е. для лучей, проходящих через центр сферической поверхности; в третьем — для точки, при которой $h = s = s' = 0$.

В этой таблице u , u' — углы луча с осью до и после преломления.

С целью исправления кривизны первой поверхности фронтальной линзы придают сферическую форму, что, в свою очередь, может ввести небольшую, но подлежащую компенсации aberrацию.

После того как выбрана конструкция фронтальной части из условия минимума осевых aberrаций и уменьшения кривизны Пецваля, можно приступить к расчету второй части. Как было указано выше, эта часть, состоящая из сравнительно тонких компонентов, может быть рассчитана на основании метода разделения параметров, и в статье [4] даются формулы для расчета системы двух компонентов, разделенных воздушным промежуточком.

Эти формулы представляют интерес не только для расчета микроскопов, но и для других оптических систем, в которые входят аналогичные комбинации компонентов. Они приведены ниже:

$$\begin{aligned}
 S_I &= h_1 b (\alpha_2 - \alpha_1)^3 W_1 + [4h_1 \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 - \\
 &\quad - 2h_1 bc (\alpha_2 - \alpha_1)^3] W_1 + h_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^3 P_2 + \\
 &\quad + 4h_2 \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^3 W_3 + h_1 (\alpha_3 - \alpha_1)^3 (a + bc^2) + \\
 &\quad + h_1 \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) (5,4\alpha_1 - \alpha_2) + \\
 &\quad + h_2 \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) (5,4\alpha_2 - \alpha_3); \\
 S_{II} &= y_1 b (\alpha_2 - \alpha_1)^3 W_1^2 + [4y_1 \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 - \\
 &\quad - 2y_1 bc (\alpha_2 - \alpha_1)^3 - J (\alpha_2 - \alpha_1)^2] W_1 + \\
 &\quad + y_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^3 P_2 + [4y_2 \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^2 - \\
 &\quad - J (\alpha_3 - \alpha_2)^2] W_2 + y_1 (a + bc^2) (\alpha_2 - \alpha_1)^3 + \\
 &\quad + y_1 \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) (5,4\alpha_1 - \alpha_2) + y_2 \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) \times \\
 &\quad \times (5,4\alpha_2 - \alpha_3) - 2,7J \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) - 2,7J \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2); \\
 S_{III} &= \frac{y_1^2}{h_1} b (\alpha_2 - \alpha_1)^3 W_1^2 + \left[4 \frac{y_1^2}{h_1} \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 - \right. \\
 &\quad - 2 \frac{y_1^2}{h_1} bc (\alpha_2 - \alpha_1)^3 - 2J \frac{y_1}{h_1} (\alpha_2 - \alpha_1)^3 \left. \right] W_1 + \\
 &\quad + \frac{y_2^2}{h_2} (\alpha_3 - \alpha_2)^3 P_2 + \left[4 \frac{y_2^2}{h_2} \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^2 - \right. \\
 &\quad - 2J \frac{y_2}{h_2} (\alpha_3 - \alpha_2)^3 \left. \right] W_2 + \frac{y_1^2}{h_1} (a + bc^2) (\alpha_2 - \alpha_1)^3 + \\
 &\quad + \frac{y_1^2}{h_1} \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) (5,4\alpha_1 - \alpha_2) + \\
 &\quad + \frac{y_2^2}{h_2} \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) (5,4\alpha_2 - \alpha_3) - 5,4J \frac{y_1}{h_1} \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) - \\
 &\quad - 5,4J \frac{y_2}{h_2} \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) + J^2 (\Phi_1 + \Phi_2); \\
 S_{Ichr} &= h_1 (\alpha_2 - \alpha_1) C_1 + h_2 (\alpha_3 - \alpha_2) C_2; \\
 S_{IIchr} &= \frac{1}{J} [y_1 (\alpha_2 - \alpha_1) C_1 + y_2 (\alpha_3 - \alpha_2) C_2],
 \end{aligned} \tag{V.1}$$

где

$$a = \frac{(4n-1)n}{4(2+n)(n-1)^2}; \quad b = \left[1 - \frac{1}{(1-n)^2} \right]; \quad c = \frac{1}{2(2+n)};$$

n — показатель преломления оптической среды первого компонента; Φ_1 и Φ_2 — оптические силы компонентов; J — инвариант Лагранжа; $S_I, S_{II}, S_{III}, S_{Ichr}$ и S_{IIchr} — коэффициенты aberrаций 3-го порядка; W_1, P_1, C_1, W_2, P_2 и C_2 — основные параметры компонентов; α_1, α_2 и α_3 — углы первого параксиального луча с оптической осью; h_1 и h_2 — высоты пересечения первого параксиального луча с компонентами; y_1 и y_2 — высоты пересечения второго параксиального луча с компонентами.

Числовые значения коэффициентов aberrаций определяются в зависимости от величин aberrаций фронтальной части.

В ГОИ разработана программа для ЭВМ, выполняющая вычисления коэффициентов при неизвестных $P_1, W_1, P_2, W_2, C_1, C_2$; машина выдает решение, если к перечисленным пяти уравнениям добавлено еще одно условие, например, если задана одна из величин $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, h_2, \dots$. Значения сумм $S_I, S_{II}, S_{III}, S_{Ichr}$ и S_{IIchr} определяются из условия, что aberrации второй части компенсируют aberrации фронтальной части, которые определяются путем расчета хода лучей.

3. КОНСТРУКТИВНЫЕ СХЕМЫ ОСНОВНЫХ ГРУПП ОБЪЕКТИВОВ МИКРОСКОПА

Линейное поле и апертура объективов микроскопа

Линейное поле зрения окуляров микроскопа, о котором будет сказано ниже, ограничено диаметром тубуса микроскопа, равным 20 мм. Диаметр диафрагмы поля большинства окуляров составляет $D = 8-18$ мм. Поэтому линейное поле зрения объективов микроскопа не менее $\frac{8D}{\beta}$, где β — линейное увеличение объектива; но для обычных объективов края поля зрения сильно размыты кривизной и астигматизмом.

Апертура объективов ограничивается его входным зрачком, который чаще всего является изображением, даваемым впереди стоящей оптикой апертурной диафрагмы, находящейся в задней фокальной плоскости объектива, или оправой одной из последних линз; однако правильное считать, что размеры диафрагмы или ограничивающих оправ определяются максимально достижимой в борьбе с aberrациями апертурой объектива. Эта апертура может быть определена с небольшой точностью с помощью эмпирической зависимости, вытекающей из довольно строго соблюдающегося постоянства апертуры со стороны изображения. Эта апертура близка к 0,025—0,030. Она несколько больше для слабых объективов (0,03), несколько меньше для сильных (0,025), еще меньше для иммерсионных (0,02) и план-апохроматов; чем выше требования к качеству изображения, тем меньше выходная апертура. Эта зависимость позволяет определить входную апертуру по увеличению или, наоборот, увеличению по апертуре: $n \sin u_1 = \beta \sin u' = k\beta$, где k меняется от 0,03 до 0,015 в зависимости от группы, к которой принадлежит объектив.

Объективы малого увеличения

Выпускаются объективы, начиная с увеличения $1\times$ с апертурой 0,03 (рис. V.4), отличающиеся тем, что первый компонент отрицательный; второй компонент, как всегда, положительный. Благодаря этому рабочее расстояние объектива приближается к нормальному, и угол поля зрения увеличивается ввиду уменьшения значений третьей и четвертой сумм.



Рис. V.4

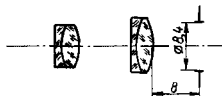


Рис. V.5

Объективы с числовой апертурой 0,1—0,2 с увеличением $3\text{--}8\times$ представляют собой двухлинзовые склеенные компоненты. Схема объектива-ахромата дана на рис. V.5, а aberrации приведены в табл. V.3.

Апертура 0,20—0,3 требует два двухлинзовых склеенных компонента, далее при средних апертурах 0,3—0,4 появляется дополнительная простая линза (рис. V.6), вызывающая появление

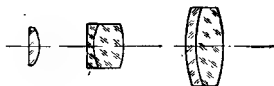


Рис. V.6

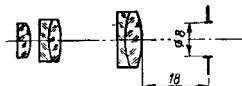


Рис. V.7

некоторой небольшой хроматической разности увеличения; по мере усиления апертуры появляется фронтальная часть, как правило, вторая часть оптики не усложняется, что оправдывает ранее описанный прием расчета Л. Н. Андреева (рис. V.7—рис. V.9 и табл. V.4—табл. V.6).

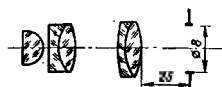


Рис. V.8

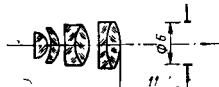


Рис. V.9

Вторая группа объективов состоит из апохроматов и отличается от предыдущих применением новых материалов: флюорита или других кристаллов (квасцов), образующих с оптическими стеклами апохроматические пары (или триплеты). Как правило, компоненты второй части, а их бывает два или три апохромата, состоят из трех склеенных линз, что вытекает из условия устра-

Таблица V.3
Аберрации объектива-ахромата $8 \times 0,20$

Зона	Сферическая аберрация, мм					Волновая аберрация λ_D			
	$10^3 u'$	D		$\Delta s'_C$	$\Delta s'_F$	$\Delta s'_G'$	D	C	F
		$\Delta s'$	$\eta, \%$						
0				0,79	-0,25	1,10	-0,04	-0,14	-0,04
$-0,2 \sqrt{1/4}$									-0,23
$-0,2 \sqrt{1/2}$	1,76	-0,88	0,02	-0,36	-0,38	1,72	-0,02	-0,20	-0,05
$-0,2 \sqrt{3/4}$							0,01	-0,23	-0,11
-0,2	2,48	-0,32	0,05	-0,09	1,17	4,21	0	-0,28	-0,28

Таблица V.4
Аберрации объектива-ахромата $20 \times 0,40$

Зона	Сферическая аберрация, мм					Волновая аберрация λ_D			
	$10^3 u'$	D		$\Delta s'_C$	$\Delta s'_F$	$\Delta s'_G'$	D	C	F
		$\Delta s'$	$\eta, \%$						
0				1,38	-0,49	1,81	-0,06	-0,21	-0,09
$-0,4 \sqrt{1/4}$									-0,21
$-0,4 \sqrt{1/2}$	1,44	-3,77	0,02	-3,15	-2,43	1,71	-0,02	-0,21	-0,10
$-0,4 \sqrt{3/4}$							0,05	-0,17	-0,19
-0,4	2,03	-0,84	0,03	-1,07	3,10	10,25	0	-0,21	-0,51

Т а б л и ц а V.5
Аберрации объектива-ахромата 40×0,65

Зона	Сферическая аберрация, мм					Волновая аберрация λD				
	$10^3 u'$	D		$\Delta s'_C$	$\Delta s'_F$	$\Delta s'_G$	D	C	F	G'
		$\Delta s'$	$\eta, \%$							
0				-2,84	-4,28	-2,92	-0,04	-0,13	-0,02	-0,20
$-0,65 \sqrt{1/4}$				-6,16	-6,90	-1,09	-0,03	-0,20	-0,01	-0,40
$-0,65 \sqrt{1/2}$	1,21	-7,91	-0,54				0,01	-0,23	-0,02	-0,69
$-0,65 \sqrt{3/4}$				0,53	7,65	21,98	0	-0,29	-0,11	-1,04
$-0,65$	1,63	0,42	-0,63							

Т а б л и ц а V.6
Аберрации объектива-ахромата 90×1,25

Зона	Сферическая аберрация, мм					Волновая аберрация λD				
	$10^3 u'$	D		$\Delta s'_C$	$\Delta s'_F$	$\Delta s'_G$	D	C	F	G'
		$\Delta s'$	$\eta, \%$							
0				3,91	0,41	-9,81	-0,06	-0,21	-0,11	-0,53
$-1,25 \sqrt{1/4}$				-0,42	-2,23	10,68	-0,08	-0,30	-0,17	-1,08
$-1,25 \sqrt{1/2}$	1,01	-5,35	0,19				0,02	-0,37	-0,28	-1,76
$-1,25 \sqrt{3/4}$				-0,09	2,79	20,58	0	-0,50	-0,50	-2,66
$-1,25$	1,41	-2,54	0,08							

нения вторичного спектра. И все же при равных прочих условиях численная апертура апохроматов меньше, чем у ахроматов, так как исправление сферической аберрации при наличии специальных сред, обладающих малыми показателями преломления, затрудняется.

Третья группа объективов содержит планахроматы и планapoхроматы. Исправление сферической аберрации высокоапертурных систем приводит к тому, что объектив микроскопа состоит из нескольких положительных компонентов, без какого-либо отрицательного; расстояния между компонентами сравнительно велики, и оба указанных обстоятельства вызывают значительную кривизну изображения: сумма Пецваля превышает единицу при фокусном расстоянии единица, астигматизм обладает таким знаком, что он не способствует уменьшению кривизны.



Рис. V.10



Рис. V.11

В результате полезное (резкое) поле зрения обычных объективов микроскопа очень мало, что для многих целей — при наблюдении больших площадей, при фотографировании и т. д. представляет неудобства. Любопытно, что лишь в середине текущего столетия в сороковых годах на полвека позже, чем для фотографических объективов, начали изыскивать средства против этого досадного дефекта микроскопов. Одно из первых среди предложенных мероприятий — применение гомалов (фирмы «К. Цейсс») отрицательных оптических систем, заменяющих обычные положительные окуляры для образования увеличенных изображений. Но фокусное расстояние гомалов (не менее 20 мм) слишком велико по сравнению с фокусным расстоянием сильных объективов (2—5 мм), чтобы их действие на пецвалеву сумму могло оказать ощутимый эффект. Из множества предложений наиболее удачным следует считать то, которое успешно было применено в фотографических объективах — добавление толстых менисков с почти равными радиусами и достаточной оптической силой положительного знака. Эти мениски можно ставить с одинаковым успехом в начале, в середине и в конце конструкции объектива; наиболее сильное действие происходит, когда первая плоская поверхность фронтальной линзы заменяется сферической поверхностью, вогнутость которой направлена к объекту. Для иммерсионных объективов этот прием неприменим.

Ниже приводятся две схемы планахромата и планapoхромата расчета ГОИ [1]. На рис. V.10 представлена схема планapoхромата $90 \times 1,20$; на рис. V.11 приведена схема объектива для биологического микроскопа $100 \times 1,25$.

Хотя идея зеркальных микроскопов принадлежит Ньютону, который не признавал линзовых систем по причине неисправимой, по его мнению, хроматической аберрации, она была прочно и надолго забыта, пока не появились первые зеркально-линзовые фотографические объективы. Однако зеркально-линзовые системы обладают ценными преимуществами по сравнению с линзовыми, что не могло не обратить внимания конструкторов-оптиков. Во-первых, в этих системах хроматические аберрации могут быть полностью исправлены благодаря тому, что активными, т. е. наиболее сильно действующими на ход лучей и играющими главную роль в создании изображений, поверхностями являются отражающие, не вызывающие хроматических эффектов, а линзы служат исправляющими элементами, обладают слабыми оптическими силами и тоже не вызывают заметных хроматических аберраций; во-вторых, благодаря тому что лучи часть пути совершают в обратном направлении, зеркально-линзовые объективы короче линзовых; в-третьих, при малых увеличениях они могут обладать апертурой намного большей, чем у линзовых; наконец, их конструкция позволяет получить большие рабочие расстояния (что невозможно в обычных линзовых схемах). Существенные недостатки этих систем — большее количество рассеяния света из-за бликов и наличие нерабочей части в центре апертуры, что также уменьшает контрастность изображения.

Объективов зеркально-линзовых было рассчитано большое количество; особенно много оригинальных схем этих объективов предложено в Советском союзе (Д. Д. Максutow, С. А. Гершгорин, Д. С. Волосов, А. П. Грамматин, М. М. Русинов, Л. Н. Андреев, В. А. Паиов и др.).

Отметим прежде всего, что за редкими исключениями (объектив Олсона, изготовленный из одной отражающей эллипсоидальной поверхности для наблюдения за образцами металла, нагретыми до 2000—3000°), во всех зеркальных и зеркально-линзовых объективах свет отражается дважды, что обеспечивает конгруэнтность изображений и удобство расположения объекта и осветительной системы. Если исключить из рассмотрения линзовые элементы, можно все известные конструкции зеркально-линзовых объективов микроскопа разделить на три группы.

К первой группе можно отнести системы, основанные на апланатической комбинации двух сферических зеркал, предложенные Шварцшильдом в 1904 г. (рис. V.12). Эта система, изображающая бесконечно удаленный объект в своем фокусе f' , характеризуется следующими величинами: $f' = 1$, $h_1 = 1$, $h_2 = 4$, $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 1,64$, $\alpha_3 = 1$, $d = -1,83$, $r_1 = 1,222$, $r_2 = 3,036$; $S_I = 0$, $S_{II} = 0$, $S_{III} = 0,02$; $S_{IV} = 0,98$. Схема такого объектива с $f' = 20$ мм, $1 : 0,7$, $2\omega = 10^\circ$ приведена на рис. V.13, аберрации в табл. V.7. Для этого объектива виньетирование осевого пучка

составляет 22%, а на краю поля зрения 25%. Для $\omega_1 = -5^\circ$ имеем $x'_m = -0,082$, $x'_s = -0,076$ и дисторсия равна $-0,34\%$.

Система Шварцшильда практически концентрична. Одновременное исправление сферической аберрации, комы и астигматизма является крупным преимуществом этой системы; недостатком — большое центральное виньетирование, доходящее до 45% по диа-

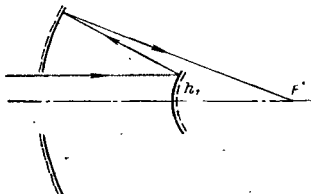


Рис. V.12

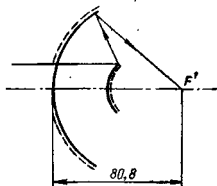


Рис. V.13

метру. Поэтому, применяя эту схему как основу для объектива микроскопа, конструктора-вычислители ее видоизменяли с целью устранить присущие ей недостатки добавлением линз, меншков и более сложных узлов, меняющих ход лучей таким образом, чтобы уменьшить виньетирование и падающий пучок сделать сходящимся (в обратном ходе лучей).

К этой группе принадлежат: один из объективов Максудова (рис. V.14), объектив Номарского и ряд других советских и зарубежных объективов, например объектив фирмы «К. Цейсс».

Таблица V.7

Аберрации объектива $f' = 20$ мм
для точки на оси

n	Δs^*	$\eta, \%$
0	0	0
9,9	-0,070	-0,24
14,0	-0,050	-0,04

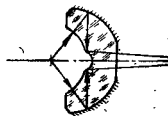


Рис. V.14

Следует отметить, что предложенная Зидентопфом в 1908 г. для своего темнопольного конденсора схема в принципе очень похожа на схему Шварцшильда. Для повышения апертуры Зидентопф использовал со стороны параллельного пучка асферическую поверхность, сечение которой имеет вид кардиоида.

Вторая группа отличается тем, что лучи из объекта падают сначала на малое (почти плоское) зеркало, образуя изображение

близко от фокуса большого зеркала, который сводит этот пучок в плоскость изображения. На пути стоят коррекционные линзовые системы, например мениски, афокальные компенсаторы и др. По такой схеме выполнен один из вариантов объективов Максутова (рис. V.15) и несколько объективов зарубежных фирм.

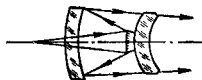


Рис. V.15

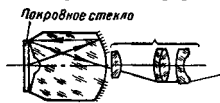


Рис. V.16

К третьей группе следует отнести системы, в которых лучи из объекта, падающие сначала на большое зеркало (как в первой группе), направляются не вниз, а вверх или почти параллельно оси и после отражения от второго зеркала идут вниз и образуют промежуточное изображение, которое играет роль предмета для

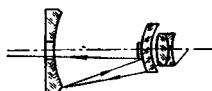


Рис. V.17

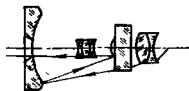


Рис. V.18

последующей линзовой системы, аналогичной по своему действию обычному объективу микроскопа. Так выглядит объектив М. М. Рушинова (рис. V.16). Иногда вблизи от плоскости предметов стоят фронтальные линзы, увеличивающие апертуру объектива.

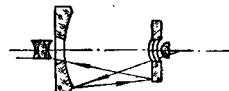


Рис. V.19

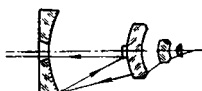


Рис. V.20

В некоторых объективах пространство между отражающими поверхностями заполнено стеклом, что улучшает устойчивость объектива по отношению к толчкам и другим расстраивающим явлениям.

На рис. V.17 — V.20 приведены схемы предложенных в разное время зеркально-линзовых объективов микроскопа.

Линзовые объективы-минохроматы для ультрафиолетовой области

Разрешающая сила микроскопа [5, тл. X] обратно пропорциональна длине волн лучей, образующих изображение. Для увеличения разрешающей силы можно пользоваться ультрафио-

летовой областью спектра, получая микрофотограммы исследуемого объекта. Так как стекло поглощает ультрафиолетовые лучи, то материалом для изготовления оптики микроскопов в этом случае могут служить только кристаллы и минералы, прозрачные для лучей с короткими волнами; практически применимы флюорит и кварц аморфный (плавленный); кварц кристаллический употребляется для менее ответственных частей, как призмы и конденсор, предметные стекла и окуляры, так как двойное преломление делает невозможным применение кварца в виде горного хрусталя в объективах и для изготовления покровных стекол.

Ограниченность выбора материалов для оптики микроскопа в данном случае лишает возможности устранить хроматическую aberrацию, и поэтому для фотографирования в ультрафиолетовых лучах пользуются монохроматическим светом, выделяя из спектра излучения некоторых металлов лучи определенной длины волны при помощи монохроматора.

Вследствие отсутствия хроматических aberrаций, наиболее трудно исправляемых в объективах микроскопа, расчет объектива-монохромата не представляет никаких затруднений. Он исправляется только в отношении сферической aberrации, и, кроме того, удовлетворяется условие синусов с помощью последовательности апланатических линз с добавлением одной неапланатической, превращающей мнимое изображение, даваемое системой апланатических линз, в действительное. Последняя линза определяется из условия, чтобы ее сферическая aberrация была минимальной.

Примером может служить расчет иммерсионного монохромата из флюорита для длины волны $\lambda = 185,4$ нм с апертурой 1,2 и увеличением $110\times$. На рис. V.21 представлена часть этого объектива — первые две линзы: одна с иммерсией и вторая с апланатическим ходом.

Для длины волны $\lambda = 185,4$ нм показатель флюорита равен 1,50989. Берем $r_2 = -0,8$; радиус первой поверхности с оптической точки зрения безразличен, так как линза погружена в иммерсию. Тогда, согласно известным формулам [5, гл. II] для апланатических точек поверхности, объект находится на расстоянии s_1 , определяемом выражением

$$s_1 = r_1 \left(1 + \frac{n_2'}{n_2} \right),$$

отсюда

$$s_1 = -0,8 \left(1 + \frac{1}{1,50989} \right) = -1,330.$$

- Положение изображения определяется величиной s_1' по формуле

$$s_1' = n_2 s_1 = -2,008.$$

Расстояние между линзами принимаем равным 0,1, а толщину линз 0,5. Для выполнения условия апланатизма изображение,

даваемое первой линзой, должно находиться в центре кривизны первой поверхности второй линзы, следовательно, имеем

$$r_3 = -s'_1 - 0,1 = -2,108.$$

Для второй поверхности

$$s_4 = -2,108 - 0,5 = -2,608.$$

Отсюда получаем, что радиус кривизны этой поверхности определяется по формуле

$$r = \frac{s_4}{1 + \frac{n'}{n}} = \frac{-2,608}{1 + \frac{1}{1,50989}} = -1,569;$$

далее $s'_4 = s_4 n = -3,938$ и т. д.; процесс вычисления может продолжаться и дальше. Каждая линза дает линейное увеличение в n раз за исключением первой, увеличивающей в n^2 раз. После

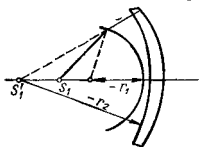


Рис. V.21

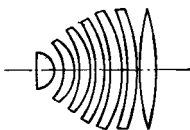


Рис. V.22

шести линз увеличение получается равным n^7 , т. е. $1,50989^7 = 17,9$. Так как апертура системы $n \sin u = 1,25$, то после шестой линзы синус угла крайнего луча с осью после выхода из шестой линзы равен $\frac{1,25}{17,9} = 0,0699$ (угол 4°). Увеличение всего объектива задано равным 111, и, следовательно, полученное после шести линз изображение должно быть увеличено еще в $\frac{-111}{17,9} = -6,2$ раза. Луч на краю пучка после выхода из объектива образует угол, синус которого равен $\frac{1,25}{111} = 0,0113$. Наибольший из углов, образуемых с осью крайним лучом до и после добавочной системы линз, следующей за шестью уже рассчитанными, не превышает 4° , и как показывает несложный подсчет, простая исклещенная линза, имеющая минимум сферической аберрации, обеспечивает достаточно малую сферическую аберрацию всего объектива. Поэтому можно остановиться на шести аплаиатических линзах и добавить одну простую линзу с увеличением в $6,2 \times$ с таким расчетом, чтобы расстояние между объективом и изображением было приблизительно 170—180 мм, как у нормальных объективов. Указанные два условия определяют фокусное расстояние добавочной линзы; форма ее определяется из условия минимума сферической аберрации, т. е. минимума $S_1 = \sum hP$.

В результате был рассчитан объектив, конструктивные элементы которого даны в табл. V.8, а схема представлена на рис. V.22.

Расстояние предмета от первой поверхности равно 0,329 мм.

Таблица V.8

Конструктивные элементы объектива

r	d	$n_{185,4}$ (флюорит)	r	d	$n_{185,4}$ (флюорит)
∞			-4,483		
-0,800	1,0	1,50989	-11,352	0,1	1,0
-2,108	0,1	1,0	-7,130	0,5	1,50989
-1,569	0,5	1,50989	-17,996	0,1	1,0
-4,038	0,1	1,0	-11,127	0,5	1,50989
	0,5	1,50989		0,1	1,0
-2,730	0,1	1,0	52,247	0,5	1,50989
-6,952	0,5	1,50989	-16,034		1,0

Небольшая остаточная аберрация, вызываемая последней линзой, может быть отчасти устранена весьма незначительным изменением расстояния предмета от объектива. После этого изменения получается следующая картина для продольной сферической аберрации, отступления от отношения синусов и волновой аберрации, представленная в табл. V.9.

Таблица V.9

Аберрации объектива

$n_1 \sin u_1$	s'_{14}	$\delta s'_{14}$	K^* (условная кома в процентах)	N/λ (в плоскости Гаусса)	N/λ (в плоскости наилучшей установки)
0	175,13	0	0		
0,885	173,15	-1,98	+0,10	-0,21	+0,03
1,250	174,37	-0,76	+0,30	-0,48	0,00

Под условной комой нужно понимать величину

$$K^* = \left(\frac{n_1 \sin u_1}{\beta \sin i'_{14}} - 1 - \frac{\delta s'_{14}}{s'_{14} - x'_{14}} \right) 100,$$

где β — увеличение объектива для параксиальных лучей;
 $s'_{14} - x'_{14}$ — расстояние от выходного зрачка объектива до пло-

скости изображения. Величина K^* пропорциональна коме пучка, излучаемого из точки плоскости предмета, бесконечно близкой к оптической оси [5, гл. II]; N — разность хода лучей, данного и параксиального, до точки оси, для которой определяется сферическая продольная абберация; $\frac{N}{\lambda}$ — абберация, выраженная в длинах волн. Волновую абберацию, не превышающую $\frac{1}{80}$ волны, надо считать очень малой.

4. КОЛЛЕКТОРЫ И КОНДЕНСОРЫ

Коллектор располагается в непосредственной близости к источнику света и передает изображение последнего в сильно увеличенном виде в плоскость апертурной диафрагмы конденсора или, в случае отраженного света, в плоскость, сопряженную с выход-

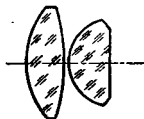


Рис. V.23

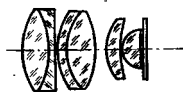


Рис. V.24

ным зрачком объектива микроскопа. Поэтому по своему назначению коллектор близок к объективу микроскопа, но требования к качеству даваемого им изображения невысоки. Сложность их конструкции растет вместе с требуемой от них апертурой; при малых апертурных углах они могут быть составлены из одной или двух простых линз и напоминают конденсоры проекционных систем. При апертурах более 0,4—0,5 конструкция усложняется, число линз растет, требуется более тщательно устранить сферическую и хроматическую абберации. С целью уменьшения числа линз применяют иногда асферическую поверхность, учитывая что ее изготовление не требует большой точности.

Конденсор изображает выходной зрачок коллектора на плоскость объекта и апертурную диафрагму в бесконечность. Так как коллектор расположен обычно довольно далеко от конденсора, последний по своему оптическому действию похож на перевернутый объектив микроскопа, но требования к качеству изображения значительно ниже, так как от конденсора требуется только равномерное освещение объекта.

Ниже приведены схемы нескольких типичных конденсоров (рис. V.23—V.24).

Более подробные сведения о действии и конструкции коллекторов и конденсоров можно получить из работы [4, гл. VIII], там же специально рассматривается вопрос о методике расчета конденсоров и других аналогичных осветительных систем.

Положительные окуляры

Наиболее часто применяемые в микроскопах окуляры Гюйгенса и Рамсдена ничем не отличаются по существу от описанных в главе II этой книги. Могут быть изменения в отношении исправления некоторых aberrаций, в частности, хроматизма увеличения, которая должна соответствовать по величине (в процентах) этой же aberrации для объектива микроскопа, для которого предназначен окуляр. То же относится к симметричному окуляру.

Типичными для микроскопов являются окуляры ортоскопические и компенсационные. Первые применяются в соединении с объективами ахроматами средних апертур с целью получить большое увеличение при угле поля около 50° . Этот окуляр хорошо (относительно) исправлен в отношении хроматизма увеличения, астигматизма и дисторсии. На рис. V.25 приведена схема ортоскопического окуляра $f' = 8,9$ мм, $\Gamma = 28\times$, конструктивные элементы даны в табл. V.10.

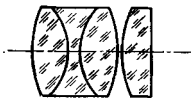


Рис. V.25

Таблица V.10

Конструктивные элементы
ортоскопического окуляра
 $f' = 8,9$ мм ($2l = 6,5$;
 $2\omega_1 = 40^\circ$; $D_{св} = 7$ мм)

r	d	n
11,86	3,0	1,5163
-5,76	1,0	1,6178
5,76	3,0	1,5163
-11,86	0,4	
8,10	2,0	1,5891
∞		

Наличие простых фронтальных, а менисковых апланатических линз обязательно вызывает появление довольно значительной хроматической разности увеличений, которая может быть исправлена только компенсационным окуляром. По своей конструкции компенсационные окуляры отличаются от окуляров Гюйгенса только тем, что глазная линза выполнена из двух склеенных линз вместо одной, что позволяет изменить величину хроматической разности увеличений в широких пределах.

Вообще говоря, любой из окуляров: Рамсдена, ортоскопический, апланатический или симметричный — легко может быть превращен в компенсационный, так как изменение значения хроматической разности увеличений легко получается путем изменения дисперсии стекол без существенного изменения остальных aberrаций.

При ранее выпускаемых наборах объективов микроскопа приходилось почти к каждому объективу подбирать свой компенсационный окуляр, что было сопряжено с серьезным неудобством: необходимостью располагать целым набором компенсационных окуляров.

В настоящее время фирмы, выпускающие микроскопы, стремятся унифицировать объективы в том смысле, что весь набор или большая его часть обладают одним и тем же значением хроматической разности увеличения (в процентном отношении). При этом можно ограничиться одним компенсационным окуляром (или несколькими, отличающимися только фокусными расстояниями).

При желании получить большое угловое поле, что стало возможным после разработки планахроматов и планпохроматов, полезно применить широкоугольные окуляры, рассчитанные для биноклей и других телескопических систем (см. гл. II).

Проекционные отрицательные окуляры — гомалы

К группе окуляров примыкает группа оптических систем, присоединяемых к объективам микроскопа так же, как и окуляры, для получения на экране или на светочувствительном слое (микрофотография) увеличенного изображения микроскопического препарата; хотя такие системы не могут применяться для наблюдения глазом вследствие их малого поля зрения и только внешним образом подобны окулярам, их часто называют проекционными окулярами. Фирма «К. Цейсс» выпускает сложные отрицательные системы этого рода под названием «гомалы» (Homal) [6]; их назначение — выпрямление изображения, даваемого системой объектив микроскопа — гомал, для целей микрофотографии.

Как было уже указано, объективы микроскопа не удовлетворяют условию Пецваля; состоя из одних положительных компонентов, образующих сравнительно толстую систему, они обладают большим значением суммы Пецваля, около 1—1,2, при фокусном расстоянии единица. Радиус кривизны изображения для достаточно малых углов поля при исправленном астигматизме определяется приближенно формулой $R = f_1$, где f_1 — фокусное расстояние объектива. При больших апертурах величины фокусных расстояний объективов микроскопа порядка нескольких миллиметров и кривизна изображения чрезвычайно велика. Остаточный астигматизм и кривизна высших порядков значительно улучшают картину, но все же кривизна поля настолько велика, что при проекции изображения, даваемого объективом, на чувствительный слой плоской пластинки с помощью обычного положительного окуляра, который еще увеличивает кривизну изображения, используемое поле зрения получается чрезвычайно маленьким. Присоединяя к объективу вместо окуляра отрицательную оптическую систему, мы получаем такую оптическую систему, из

которой в общее выражение четвертой суммы $S_{IV} = \sum_n \frac{\varphi}{n}$ входит отрицательная величина $\frac{\varphi_2}{n_2}$, где φ_2 — оптическая сила окуляра, а n_2 — некий условный показатель преломления, зависящий от типа окуляра. В случае простой линзы условный показатель равнялся бы просто показателю линзы; при сложных окулярах с расстоянием между линзами, отличным от нуля, n_2 уменьшается и принимает значения около 1—0,8, как и у объектива микроскопа.

Фокусное расстояние гомалов фирмы «К. Цейсса», выпускаемых в четырех вариантах, одинаково для всех и равно приблизительно 20 мм. Такая величина очень велика по сравнению с фокусными расстояниями объективов большой апертуры, и поэтому мало влияет на величину общей кривизны изображения, если астигматизм системы устранен. Например, если объектив имеет фокусное расстояние 2 мм, то без окуляра кривизна $\frac{1}{R}$ равна $\frac{1}{2}$, а с гомалом она равна

$$\frac{1}{2} - \frac{1}{20} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{10} \right),$$

т. е. уменьшена только на 10%; с положительным окуляром того же фокусного расстояния получается увеличение кривизны на 10%. Но, как известно, можно изменять среднюю кривизну изображения, т. е. полусумму кривизны изображения, получаемого бесконечно тонкими меридиональными и сагиттальными пучками, изменяя астигматизм системы, определяемый третьей зейделевой суммой S_{III} . Различные номера гомалов отличаются один от другого величиной астигматической разности: чем больше номер, тем больше абсолютная величина отрицательной третьей суммы Зейделя.

Присутствие такого астигматизма, с одной стороны, несколько уменьшает резкость изображения, но, с другой, увеличивает среднюю кривизну поля гомала в сторону компенсации кривизны изображения, даваемого объективом без гомала. Каждый номер гомала предназначен для выпрямления поля изображения определенной группы объективов; согласно указаниям фирмы гомал I пригоден для объективов с фокусным расстоянием 10—25 мм; гомал II — для фокусных расстояний 5—8 мм; гомал III — для фокусных расстояний около 4—3 мм; для сильнейших иммерсионных объективов предназначен гомал IV.

При расчете гомалов нужно заботиться об исправлении хроматической разности увеличения объективов. У гомалов фирмы «К. Цейсс» сферическая аберрация и кома не исправлены, что возможно при наличии весьма малых отверстий пучков, выходящих из объективов. Применение гомала с одним и тем же фокусным расстоянием для нескольких объективов с различными фокусными расстояниями вызывает некоторые возражения; казалось бы

более рациональным уменьшить фокусные расстояния гомалов по мере уменьшения фокусных расстояний объективов, для которых они предназначаются. При этом было бы легче удовлетворить условию Пецваля для всей системы. Цейссова конструкция гомалов необычайно сложна, и насколько такая сложность оправдывается, трудно сказать на основании одного тригонометриче-

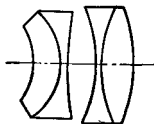


Рис. V.26

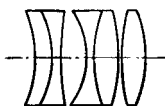


Рис. V.27

ского контроля. В области отрицательных окуляров к микроскопам остается еще большое поле для исследования; при этом надо думать, что одних теоретических расчетов недостаточно — необходимо широкое экспериментирование с изготовленными образцами в условиях нормальной эксплуатации прибора.

В качестве примеров приводим схемы гомалов I и III (рис. V.26, V.27) и их конструктивные элементы (табл. V.11, V.12).

Таблица V.11
Конструктивные элементы
гомала I

r	d	n_D	v
—24,92	3,5	1,5724	41,7
—7,91		1,5709	57,5
212,83	3,0	1,0	
—11,29	0,5	1,5709	57,5
8,51	4,5	1,5724	41,7
—24,11			

Таблица V.12
Конструктивные элементы
гомала III

r	d	n_D	v
—25,01	2,4	1,6204	36,3
—12,5	0,5	1,5162	64,1
130	2,3	1,0	
—6,5	0,6	1,5740	57,1
12,6	3,1	1,5821	42,2
—200	0,2	1,0	
58,1	2,9	1,6491	33,6
—21,5			

Другие встречающиеся типы окуляров — демонстрационные, отсчетные и т. д. — никаких особенностей с точки зрения расчета не представляют, и потому здесь не будут рассматриваться.

В отличие от большинства оптических систем, в частности от фотографических объективов, от многих телескопических систем, ряд характерных величин, относящихся к размерам микроскопа, стандартизированы. К этим характерным величинам относятся: оптическая длина тубуса Δ , т. е. расстояние от заднего фокуса объектива F'_1 до переднего фокуса окуляра F_2 ; механическая длина тубуса, т. е. расстояние от опорной плоскости оправы объектива до края верхнего тубуса.

Линзы микроскопа располагаются непременно так, чтобы при определенной для данной системы длине механического тубуса оптическая длина тубуса Δ имела определенное значение; эта величина всегда довольно близка к механической длине тубуса. При соблюдении указанных условий остается достаточно постоянным расстояние между объектом и фокальной плоскостью окуляра (это удобно для наблюдателя); оно приблизительно на 20 мм больше, чем величина Δ .

Механическая длина тубуса выбирается каждой фирмой из конструктивных соображений и выдерживается одинаковой в больших группах микроскопов. В СССР стандартизованы длины тубуса: 160 и 190 мм; зарубежные фирмы выпускают приборы с длиной тубуса 170 и 215 мм и др. Кроме того, ряд объективов рассчитывается для бесконечно большого расстояния до изображения.

7. ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЙ, ДАВАЕМЫХ ОБЪЕКТИВАМИ МИКРОСКОПОВ

В отличие от луп, используемых обычно для предварительного, общего знакомства с подлежащим изучению предметом и нахождения интересных подробностей, от сложного микроскопа требуется максимально достижимое качество изображения, по крайней мере, в некоторой ограниченной, центральной части поля зрения. У объективов типа планахромат и планapoхромат требования в центре поля такие же, как для ахроматов и апохроматов, но распространяются на большие линейные поля зрения.

Наиболее полное представление о качестве изображения дает частотно-контрастная характеристика, причем обязательно полихроматическая, так как только с ее помощью можно сравнить достоинства апохроматов с ахроматами.

При первых попытках рассчитать объективы микроскопов в ГОИ в двадцатых годах нашего столетия было обращено внимание на необычно большие значения продольных и поперечных aberrаций в объективах средних увеличений, несмотря на тщательный подбор конструктивных элементов и сортов стекла. Поперечные aberrации оказались намного больше, чем в фотографических объективах хорошего качества. Как показал Е. Г. Яхонтов, оценка качества изображения объектива микроскопов по размерам геометрического кружка рассеяния теряет смысл из-за весьма малой апертуры выходящего пучка. Действительно, у объективов со средней апертурой синус крайнего луча с осью не

превышает 0,016, что соответствует диаметру центрального дифракционного кружка: $2r = 2 \cdot 0,61 \frac{\lambda}{\sin u'} = 0,05$ мм; таким образом, бесполезно стремиться к уменьшению кружков рассеяния ниже дифракционного предела. Другими словами, при расчете микроскопов следует обращать внимание не на продольные и поперечные aberrации, а на волновые, так как последние, представляющие разность хода лучей и отступления волновой поверхности от идеальной, дают значительно более точную оценку качества изображения. Согласно критерию Рэлея, можно допустить волновую aberrацию до $\frac{\lambda}{4}$; при этом падение контраста для частот, равных половине предельной, не превышает 25%.

Однако в современных объективах микроскопа, как видно из приведенных выше сводок результатов расчета, удается получить значительно лучшие результаты: волновые aberrации для основного цвета не превышают нескольких сотых длины волны. Портят картину красные и синие лучи, у которых эта aberrация достигает нескольких десятых для ахроматов; в апохроматах волновые aberrации для всего видимого спектра не превышают 0,05—0,07λ, что следует считать превосходным результатом. При таких волновых aberrациях нет смысла вычислять ЧКХ: она в пределах 1—2% не отличается от ЧКХ идеальной системы с такой же численной апертурой. Для зеркально-линзовых объективов следует принимать во внимание наличие центрального виньетирования, кроме того, волновые aberrации этих объективов больше, чем в линзовых, и достигают 0,1—0,2λ — контраст может пострадать в результате этих двух причин на 5—10%, что впрочем мало ощутимо. Однако влияние бликов может оказаться значительным. Если бы не погрешности изготовления и сборки, было бы невозможно изображение отличить от идеального.

К сожалению, на качество изображения могут повлиять и другие явления: наличие рассеянного света (блики), неправильная система освещения и т. д. Все явления, поддающиеся вычислению, должны быть учтены, например положение бликов и их влияние на фон, окружающий изображение.

Список литературы

1. Андреев Л. Н., Грибанова С. В. Иммерсионные план-апохроматические объективы микроскопа. — «Труды ГОИ», 1970, т. XXXVII, вып. 167, с. 247—250.
2. Грамматин А. П. Некоторые дифференциальные свойства апланатических поверхностей и использование этих свойств для оценки aberrаций высших порядков. — «Труды ГОИ», 1970, т. XXXVII, вып. 167, с. 63—82.
3. Микроскопы. Л., «Машиностроение», 1969, 511 с. Авт.: Г. Е. Скворцов, В. А. Паюнов, Н. И. Поляков, Л. А. Федин.
4. Об автоматизации расчета объективов микроскопа. — «Труды ГОИ», 1970, т. XXXVII, вып. 167, с. 43—47. Авт.: Л. Н. Андреев, С. В. Грибанова, Л. Н. Руничева, З. Л. Спиридонова, Э. Ф. Хавина.
5. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. Л., «Машиностроение», 1969, 670 с.
6. Boegehold H., Köhler A. «ZS. f. Wiss Mikroskopie», 1922, Bd. 39.

ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

1. ОСНОВНЫЕ ПОНИТИЯ ЭНЕРГЕТИКИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

Световая трубка. Яркость

Рассмотрим пучок лучей, окружающих центральный (главный) луч, пронизывающий две бесконечно малые площадки dS_1 и dS_2 (рис. VI.1), находящиеся друг от друга на расстоянии r . Предположим сначала для простоты, что dS_1 и dS_2 расположены перпендикулярно главному лучу. Можно считать, что в этом бесконечно узком пучке «плотность» лучей везде одинакова и измеряется некоторым числом B . Число лучей $d^2\Phi$ пучка пропорционально площадке dS_1 и телесному углу $\frac{dS_2}{r^2}$, под которым площадка dS_2 видна из центра dS_1 , т. е.

$$d^2\Phi = \frac{dS_1 dS_2}{r^2} B.$$

В более общем случае, когда нормали к площадкам dS_1 и dS_2 образуют углы θ_1 и θ_2 с направлением главного луча, можно написать

$$d^2\Phi = \frac{B dS_1 dS_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{r^2}. \quad (\text{VI.1})$$

Формулу (VI.1) следует понимать так. Дифференциал $d^2\Phi$, т. е., образно выражаясь, число лучей, содержащихся в световой трубке, ограниченной элементарными площадками dS_1 и dS_2 , измеряет мощность светового потока в рассматриваемый момент времени. Эта мощность пропорциональна коэффициенту B — яркости пучка — и выражению $\frac{dS_1 dS_2}{r^2} \cos \theta_1 \cos \theta_2$, которое имеет следующее геометрическое толкование: это — произведение площадки dS_1 , стоящей перпендикулярно пучку, и телесного угла пучка лучей, исходящих из этой площадки. Если помножить выражение $\frac{dS_1 dS_2}{r^2} \cos \theta_1 \cos \theta_2$ на n^2 , то оно представляет собой квадрат инварианта Лагранжа—Гельмгольца $nI\omega$.

Мы видим, что инвариант Лагранжа—Гельмгольца, возведенный в квадрат и разделенный на n^2 , эквивалентен «геометрической» мощности пучка, т. е. мощности при яркости, равной единице.

Освещенность dE , вызываемая этим элементарным пучком на элементе dS_2 , равна $dE = \frac{d^3\Phi}{dS_2} = \frac{B dS_1 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{r^2}$.

С другой стороны, можно записать

$$d^3\Phi = B dS_1 \cos \theta_1 \frac{dS_2 \cos \theta_2}{r^2} = dI d\Omega,$$

где $d\Omega$ — телесный угол, охватывающий лучи, излучаемые источником. Иначе говоря, $dI = \frac{d^3\Phi}{d\Omega}$ или сила света есть отношение потока к телесному углу, в котором излучает источник. Следовательно,

$$dI = B dS_1 \cos \theta_1.$$

Плотность светового потока, излучаемого поверхностью в данной точке, $R = \frac{d^2\Phi}{dS_1}$ называется светимостью (или светностью) и вы-



Рис. VI.1

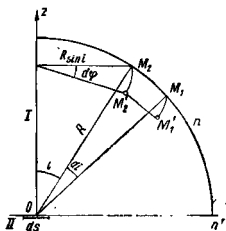


Рис. VI.2

ражается в тех же единицах, что и освещенность, хотя понятия светимости и освещенности отличаются друг от друга тем, что первое относится к источнику, а второе — к освещаемому приемнику света.

Докажем, что яркость B меняется обратно пропорционально квадрату показателя n .

Пусть dS (рис. VI.2) — элемент преломляющей поверхности, разделяющей две среды I и II с показателями преломления n и n' . Проведем нормаль Oz к этому элементу и из точки O опишем сферу радиусом R . Рассмотрим два бесконечно близких луча OM_1 , OM_2 , образующих с нормалью углы i и $i + di$. Дуга M_1M_2 равна $R di$. Повернем всю фигуру вокруг оси Oz на бесконечно малый угол $d\varphi$. Дуга M_1M_2 образует при этом вращении элементарную площадку $M_1M_2M_1'M_2'$, площадь которой равна $R di R \sin i d\varphi = R^2 \sin i di d\varphi$. Таким образом, телесный угол, ограниченный площадкой $M_1M_2M_1'M_2'$, равен $d^2\omega = \sin i di d\varphi$. Лучи, заключенные в этот телесный угол, после преломления заполняют телесный угол $d^2\omega' = \sin i' di' d\varphi'$. Но $d\varphi' = d\varphi$, согласно первому закону преломления; согласно второму закону, $n \sin i = n' \sin i'$, откуда $n \cos i di = n' \cos i' di'$. Перемножая левые и правые части последних двух равенств, получаем

$$n^2 \sin i \cos i di = n'^2 \sin i' \cos i' di',$$

откуда

$$n^2 d^2 \omega \cos i = n'^2 d^2 \omega' \cos i'. \quad (\text{VI.2})$$

Формула (VI.2) является распространением формулы преломления для одного единственного луча на случай бесконечно тонкого пучка лучей. Она верна также и при плавном изменении n , но требует для этого случая изменения формулировки, с тем чтобы вместо величин n и n' входили их производные, взятые по пути распространения луча. Формула (VI.2) связывает значения падающего и преломленного телесных углов в определенной точке поверхности, разделяющей две среды.

Вернемся к формуле (VI.1) для потока бесконечно тонкого пучка

$$d^2 \Phi = \frac{B dS_1 dS_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{r^2} = B dS_1 \cos \theta_1 d\omega,$$

где $d\omega = \frac{dS_2 \cos \theta_2}{r^2}$ — телесный угол¹ лучей пучка, расходящегося из поверхности dS_1 .

Если предположить, что при переходе световой энергии из одной среды в другую мощность, представляющая собой, образно говоря, «число лучей» в пучке, остается постоянной, то можно написать, что поток до преломления $d^2 \Phi$ равен потоку после преломления $d^2 \Phi'$, и тогда

$$B dS_1 \cos \theta_1 d^2 \omega = B' dS' \cos \theta' d^2 \omega',$$

или, поскольку $\theta_1 = i$, $\theta' = i'$,

$$B dS_1 \cos i d^2 \omega = B' dS' \cos i' d^2 \omega'.$$

Принимая во внимание равенство (VI.2), получаем

$$\frac{B}{n^2} = \frac{B'}{n'^2}.$$

Последнее равенство, верное для двух соседних сред, может быть распространено на любое число сред:

$$\frac{B_1}{n_1^2} = \frac{B'_1}{n_1'^2} = \frac{B_2}{n_2^2} = \frac{B'_2}{n_2'^2} = \dots = \frac{B'_p}{n_p'^2} = B_0. \quad (\text{VI.3})$$

Если величину $\frac{B}{n^2}$ обозначить через B_0 и назвать редуцированной яркостью, то из формулы (VI.3) вытекает, что редуцированная яркость пучка остается постоянной².

¹ В этой главе дифференциал телесного угла ω обозначается иногда $d^2 \omega$, иногда $d\omega$. Напомним, что порядок p дифференциала некоторой функции u от нескольких переменных x, y , т. е. показатель при символе дифференцирования d , определяется по чисто формальному признаку соблюдения однородности. Например, если в правой части равенства стоит произведение двух дифференциалов $dx dy$, то слева пишется $d^2 u$.

² Этот закон может быть получен термодинамическим путем, без применения законов преломления, как это было показано Клаузиусом в 1864 г.

Отметим, что понятие яркости, установленное здесь, не вполне соответствует принятому еще недавно представлению о яркости как о свойстве поверхности источника света, определяемом пределом отношения силы света источника к поверхности излучения. В новом понятии яркость связана не с источником, а с пучком и характеризует «число лучей» пучка; при этом предполагается, что «луч» является носителем одной и той же определенной и постоянной вдоль всего луча части мощности. Если источник представляет собой светящуюся поверхность, то новая формулировка совпадает со старой; старое определение теряет смысл для объемных источников или рассеивающих сред, как, например, небо.

Обобщенный закон Лагранжа — Гельмгольца

Применим формулу (VI.1) для следующего случая. Рассмотрим площадку dS (рис. VI.3), излучающую поток $d^2\Phi$, пересекающий преломляющую поверхность внутри элементарной площадки $d\sigma$. Напишем формулу потоков до и после преломления:

$$d^2\Phi = B \frac{dS \cos u \, d\sigma \cos i}{r^2} = B' \frac{dS' \cos u' \, d\sigma \cos i'}{r'^2}.$$

Обозначим через $d\Omega$ (не смешивать с $d\omega$) телесный угол $\frac{d\sigma \cos i}{r^2}$. Тогда

$$\begin{aligned} d^2\Phi &= B \, dS \cos u \, d\Omega = \\ &= B' \, dS' \cos u' \, d\Omega', \end{aligned}$$

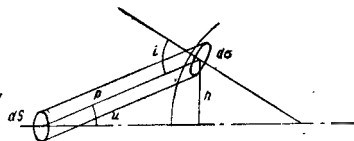


Рис. VI.3

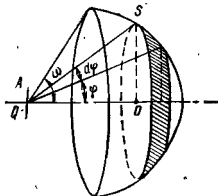


Рис. VI.4

или

$$\frac{d^2\Phi}{B_0} = n^2 \, dS \cos u \, d\Omega = n'^2 \, dS' \cos u' \, d\Omega'.$$

Вместо площадок, перпендикулярных оси, рассмотрим площадки $d\bar{S}$ и $d\bar{S}'$, перпендикулярные главным лучам пучков. В этом случае

$$n^2 \, d\bar{S} \, d\Omega = n'^2 \, d\bar{S}' \, d\Omega',$$

где

$$d\bar{S} = dS \cos u; \quad d\bar{S}' = dS' \cos u'. \quad (\text{VI.4})$$

Формула (VI.4) может быть рассматриваема как обобщенный закон Лагранжа—Гельмгольца.

Укажем на другой вид формулы Лагранжа—Гельмгольца, вывод которой по идее не отличается от предыдущего. Пусть A (рис. VI.4) — источник света в виде кружка радиусом r с центром на оси центрированной оптической системы. Предположим, что кружок излучает по закону Ламберта, т. е. с постоянной яркостью B по всем направлениям. Поток Φ , излучаемый этим источником в телесный угол Ω , ограниченный конусом с углом у вершины ω , определяется следующим образом.

Разобьем единичную сферу S с центром в середине источника на зоны с центрами на оси Oz . Площадь такой элементарной зоны равна $2\pi dz$. Поток, пронизывающий ее, равен $\pi r^2 \cos \varphi 2\pi dz = 2\pi^2 r^2 \cos \varphi dz$. Но $z = \cos \varphi$; $dz = -\sin \varphi d\varphi$; $d^2\Phi = -2B\pi^2 r^2 \cos \varphi \sin \varphi d\varphi$; $\Phi = B\pi^2 r^2 \sin^2 \omega$. Так как поток проходит через всю систему без потерь, то для последней среды

$$\Phi' = B'\pi^2 r'^2 \sin^2 \omega' = B\pi^2 r^2 \sin^2 \omega,$$

или, деля на n^2 и помня, что $\frac{B}{n^2} = \frac{B'}{n'^2}$, получаем

$$n'^2 r'^2 \sin^2 \omega' = n^2 r^2 \sin^2 \omega.$$

Извлекая корень квадратный из обеих частей уравнения, имеем $nr \sin \omega = n'r' \sin \omega'$.

Это — формула Лагранжа—Гельмгольца для пучков конечной апертуры [6, стр. 112].

Освещенность, вызываемая источником, прошедшим через оптическую систему

Если поток, выходящий из оптической системы, равен $\Phi = B'\pi^2 r'^2 \sin^2 \omega'$, то освещенность E площадки $\pi r'^2$ равна

$$E = \frac{\Phi}{\pi r'^2} = B'\pi \sin^2 \omega'. \quad (VI.5)$$

Эта важная и простая формула показывает, что освещенность, создаваемая оптической системой, если пренебречь потерями, зависит только от яркости пучка и от угла, под которым выходной зрачок системы виден из освещаемой точки. Если ρ' — радиус выходного зрачка, а e' — расстояние от него до освещаемой точки, то для исправленной системы $\sin \omega' = \frac{\rho'}{e'}$ и формула (VI.5) может быть написана в виде

$$E = \frac{B'\pi \rho'^2}{e'^2} = \frac{B'S}{e'^2}. \quad (VI.6)$$

Это — формула Чиколева — Манжена. Она применима к тем случаям, когда выходной зрачок имеет сложный вид, например в проекционных системах, когда источник света в виде нитей или спиралей лампы накаливания изображается конденсором на входной зрачок проектирующего объектива.

Формулы (VI.5) и (VI.6) не учитывают потерь света при прохождении пучка через оптическую систему. Так как потери могут быть значительны и должны быть учтены, то формулы (VI.5) и (VI.6) в общем случае должны быть написаны в виде

$$E = Bk\pi \sin^2 \omega' = k \frac{BS}{e^2}, \quad (\text{VI.7})$$

где k — коэффициент пропускания оптических систем.

Укажем еще несколько формул, полезных при расчетах освещенности на экране, фотопластинке, сетчатке глаза наблюдателя и т. д.

Определим яркость предмета, являющегося вторичным излучателем. Всякое тело, освещаемое источником света, само излучает и с точки зрения наблюдателя ничем не отличается от самосвещающегося тела, поэтому оно может быть названо вторичным излучателем. Законы, которыми определяется яркость вторичного излучателя, сложны, потому что яркость зависит от цвета, формы и структуры этого вторичного излучателя и не во всех случаях можно даже измерить все перечисленные факторы. Однако, имея в виду небольшую точность, которая требуется для решения рассматриваемых в этой главе задач, можно пользоваться эмпирическими коэффициентами, приближенными формулами и т. д.

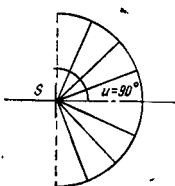


Рис. VI.5

Предположим сначала, что вторичный излучатель представляет собой идеально белую матовую поверхность, рассеивающую весь падающий на нее свет равномерно по всем направлениям согласно закону Ламберта.

Пусть освещенность поверхности есть E . Обозначим через S (рис. VI.5) площадь освещенного элемента этой поверхности. Поток, падающий на него, равен ES . Но этот же поток целиком рассеивается по всем направлениям. Согласно формуле $\Phi = SB\pi \sin^2 u$, где u в нашем случае равно 90° , имеем

$$\Phi = SB\pi = ES.$$

Поэтому

$$B\pi = E. \quad (\text{VI.8})$$

Формула (VI.8) решает поставленный вопрос. В случае идеально белого рассеивающего тела яркость вторичного (не самосвещающегося) излучателя равна $\frac{E}{\pi}$.

Фактически идеально рассеивающих и абсолютно белых тел нет. Но отступления от закона Ламберта для всех матовых тел невелики и ими можно пренебречь без существенной потери точности (исключения составляют скользящие лучи и близкие

к ним). Белизна поверхности тела определяется так называемым коэффициентом альбеда (белизны) a , который измеряется с помощью фотометра.

Коэффициент отражения диффузного света (альбеда) в %
для ряда часто встречающихся поверхностей

Окись магния	96	Белый песок	25
Известь	91	Глина	16
Снег	78	Луна	10—20
Белая бумага	70—80	Чернозем	5—10
Поверхность Венеры, Юпитера	60	Черное сукно	1—4
Пемза	55	Черный бархат	0,2—1

Современная система фотометрических единиц подробно рассмотрена рядом авторов, например в [2], поэтому останавливаться на ней нет смысла. Приведем только значения яркостей распространенных источников света и освещенностей, создаваемых ими.

Яркости (в св) различных источников

Солнца для наблюдателя, находящегося вне земной атмосферы	190 000
Солнца, видимого через земную атмосферу	150 000
Кратера электрической дуги со специальными углями	100 000
Кратера обычной электрической дуги	15 000
Точечной лампы	2 000
Вольфрамовой нити накаливания	500—1500
Угльной нити накаливания	80
Ацетиленового пламени	8
Керосинового пламени	1,5
Лампы накаливания со спиральной нитью (средняя габаритная яркость)	200—300
Лампы накаливания с рассеивающей колбой	1—5
Ясного неба в 75° от солнца	0,15
Неба, подернутого дымкой	1
Рассеивающей белой поверхности, освещаемой солнцем	3
Поверхности полной луны, видимой через земную атмосферу	0,25
Поверхности ночного безлунного неба	10 ⁻⁸
Поверхности постоянных (радиоактивных) фосфоров	6·10 ⁻⁵

Освещенности (в лк), создаваемые обычными источниками

На земле от ночного неба	3·10 ⁻⁴
От полной луны, близкой к зениту	0,2
Достаточные для ориентировки	1
Необходимые для канцелярской работы	20—100
В ясный летний день в хорошо освещенной комнате	100—500
На открытом месте без солнца	1000—10 000
На открытом месте с солнцем, близким к зениту	100 000
За пределами земной атмосферы	130 000
Звездой первой величины	8·10 ⁻⁷
Звездой 6-й величины (на границе видимости невооруженным глазом)	8·10 ⁻⁹

Рассмотрим некоторые примеры применения формул, приведенных выше.

1. Освещенность экранов, создаваемая проекционными объективами. Она вычисляется по формуле Манжена

$$E = k \frac{BS}{e^2}. \quad (VI.9)$$

Если источник сплошной, например кратер вольтовой дуги, и его изображение, даваемое конденсором, покрывает целиком входной зрачок проекционного объектива, то вычисление не представляет никаких затруднений. При этом выгодно пользоваться конденсором, обладающим большим линейным увеличением, позволяющим покрывать светом входной зрачок проекционного объектива при малых размерах кратера дуги, а следовательно, при малой мощности тока. Такие конденсоры требуют более сложной оптики.

Если источник не сплошной, например лампа накаливания со спиральными концентрированными нитями, то можно принять за яркость так называемую габаритную, т. е. усредненную, яркость, получаемую как отношение силы света источника к площади всей светящейся площадки, включая в эту площадь и внутренние несветящиеся пустоты.

Освещенность экранов для кинопроекции должна быть не менее 30—100 лк и зависит от ряда факторов, которых мы здесь касаться не будем.

2. Освещенность на фотопластинке, создаваемая фотографическим объективом. Для расчета необходимой экспозиции надо знать освещенность, создаваемую фотографическим объективом на фотопластинке.

Пусть B — яркость источника света или фотографируемого предмета; k — коэффициент прозрачности фотографического объектива; $\frac{1}{n} = \frac{D}{F}$ — его относительное отверстие. Освещенность на пластинке равна, согласно формуле (VI.7), $E = k\pi B \sin^2 \omega'$. Но $\sin \omega' = \frac{D}{2F} = \frac{1}{2n}$, если предмет находится на бесконечности или достаточно далек; тогда $E = \frac{k\pi B}{4n^2}$. Почти всегда снимаемые предметы не самосветящиеся, а освещаются посторонним источником, солнцем или искусственными светильниками. Тогда удобно ввести вместо B выражение этой величины через освещенность E_0 , создаваемую на предмете источником света, т. е. положить $B = a \frac{E_0}{\pi}$. Тогда

$$E = ak \frac{E_0}{4n^2}. \quad (VI.10)$$

Эта интересная формула показывает, что если считать $ak \rightarrow 1$, то освещенность на пластинке равна освещенности на предмете, деленной на $4n^2$. Например, при относительном отверстии $1/5$ имеем $E = \frac{E_0}{100}$. Любопытно, что, согласно этой формуле, при $n < 0,5$ освещенность на пластинке превышает освещенность на предмете. Однако этого никогда не может случиться, так как величина n для исправленного объектива не может быть меньше, чем $0,5$ [6, гл. II].

Применение формулы (VI.10) требует особой осторожности, так как чувствительность фотослоя пластинки далеко не тождественна чувствительности глаза и значение коэффициента альбеда применительно к фотослою может сильно отличаться от того значения, которое соответствует чувствительности нашего глаза. Применение светофильтров также вызывает необходимость поправки.

3. Освещенность на сетчатке, создаваемая изображением предмета. Обозначим через D диаметр входного зрачка глаза; через f — его переднее фокусное расстояние (22 мм). Из формулы (VI.7) легко получить для E выражение

$$E = \frac{k\pi B D^2}{4f^2}. \quad (\text{VI.7}^*)$$

Из формулы (VI.7*), в которой все величины, за исключением B , постоянны и адаптация глаза не принимается во внимание, мы видим, что глаз реагирует только на яркость предмета, т. е. чем больше яркость предмета, тем больше и раздражение светочувствительных клеток. Следует, однако, указать на следующее:

1) если предмет очень мал (виден под углом порядка минут и меньше), то изображение целиком попадает на одну-две клетки и тогда глаз реагирует уже не на яркость, а на силу света;

2) величина площади изображения яркого (слепающего) предмета на сетчатке глаза вызывает ослепление тем быстрее, чем больше площадь, так как реакция зрительных органов, нейтрализующая разрушающее действие ослепления, протекает при больших площадях медленнее, чем при малых; поэтому рассматривание солнца через бинокль или астрономическую трубу опасно, хотя последние не только не увеличивают яркости источника, а вследствие поглощения уменьшают ее;

3) когда предмет с большим протяжением, рассматриваемый под значительным углом, удаляется, то освещенность сетчатки изображением этого предмета не меняется, так как расстояние до предмета не входит в формулу (VI.7). Однако по мере того как предмет удаляется, его угловые размеры уменьшаются и, наконец, наступает момент, когда изображение занимает одну клетку сетчатки; с этого момента освещенность сетчатки падает обратно пропорционально квадрату расстояния.

Исторический обзор

У широкоугольных объективов, как правило, освещенность изображения быстро падает от центра к краям, что вызывает при правильной экспозиции для центра пластинки значительную недоподдержку на краях поля зрения.

Для исправления этого недостатка применялись главным образом механические приемы, в частности диафрагмы различных форм или фильтры, которыми освещенность уравнивалась путем искусственного уменьшения ее в центре. Такие приемы, ослабляющие и без того малую светосилу объектива, применялись в зарубежных широкоугольных объективах, например в «Гипергоне», где освещенность на краю поля в 20—30 раз меньше, чем в центре.

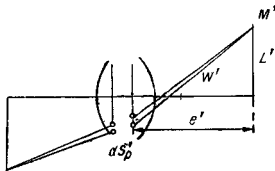


Рис. VI.6

Ламберт в 1760 г., по-видимому, первый вывел формулу, определяющую освещенность, создаваемую на некотором элементе M' плоского экрана L' (рис. VI.6) бесконечно малым элементом площади, нормаль к которой перпендикулярна экрану. Эта хорошо известная и строгая формула имеет вид

$$dE_{M'} = \frac{B' dS_p' \cos^4 w'}{e'^2}, \quad (\text{VI.11})$$

где B' — яркость элемента dS_p' предполагается одинаковой по всем направлениям; w' — угол пересечения главного луча пучка с осью; e' — расстояние от площадки dS_p' до экрана.

Если светящаяся площадь имеет конечные размеры, например представляет собой круг радиусом r , то освещенность в точке M' может быть получена интегрированием по элементам dS_p' внутри контура C , ограничивающего светящуюся площадь:

$$E_{M'} = \frac{B'}{e'^2} \int_C dS_p' \cos^4 w'. \quad (\text{VI.12})$$

Если выходным зрачком является апертурная диафрагма объектива, то освещенность, даваемая фотографическим объективом на пластинке, определяется той же формулой. Под B' следует понимать яркость предмета B , умноженную на коэффициент пропускания объектива.

Если считать, что диаметр выходного зрачка мал по сравнению с расстоянием e' , то можно применять формулу (VI.11), за-

меняя dS'_p площадью S' выходного зрачка. Эта формула показывает, что, если предметом служит плоская поверхность, перпендикулярная оси объектива, излучающая по закону Ламберта, то освещенность на пластинке уменьшается пропорционально четвертой степени косинуса угла ω' , т. е. угла, образуемого с осью главным лучом.

Эта формула строго верна только при условии, что выходным зрачком служит действительная диафрагма. На последнее обстоятельство не было обращено достаточного внимания многочисленными авторами (Рор, Смит, Эппенштейн, Кениг и др.), приводившими эту или аналогичную ей формулу в своих статьях и учебниках.

Формула (VI.11) обобщалась для случая, когда диафрагма находится впереди или внутри объектива; под S' понималась площадь выходного зрачка, причем молчаливо принималось, что эта площадь постоянна и не зависит от ω' ; некоторые авторы (Рор, Смит) записали эту формулу в таком виде:

$$E_{\omega'} = E_0 \cos^4 \omega', \quad (\text{VI.13})$$

где E_0 — освещенность в центре пластинки AA' (при $\omega' = 0$).

Аббе делает из формулы (VI.13) вывод о возможности получить объектив, создающий равномерную освещенность пластинки, помещая диафрагму в переднем фокусе фотографического объектива (рис. VI.7); в этом случае угол ω' равен нулю для всех точек изображения и, согласно формуле (VI.13), освещенность пластинки по всему полю постоянна.

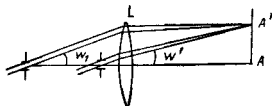


Рис. VI.7

У различных авторов для определения освещенности точки M' плоскости изображения можно найти различные формулы, противоречащие друг другу:

$$E' = E_0 \cos \omega_1 \cos^3 \omega';$$

$$E' = E_0 \cos^4 \omega_D;$$

$$E' = E_0 \cos^4 \omega'.$$

Здесь ω_1 , ω_D и ω' — соответственно углы пересечения главного луча с осью в пространстве предметов, в пространстве диафрагмы и в пространстве изображения.

Рор, подражая Аббе, предлагает использовать системы с малыми значениями угла ω_1 : это должно уменьшать падение освещенности к краям пластинки.

Причина указанных выше противоречий заключается в том, что оставлены без внимания aberrации в зрачках, хотя послед-

ние влияют на освещенность в такой же степени, как и величина $\cos^p \omega_1$. Площадь выходного зрачка S' из-за aberrаций меняется:

$$S' = S_0 (1 + A w_1^2),$$

где A — коэффициент, не зависящий от наклона главного луча.

С другой стороны, $\cos^p \omega_1$ можно написать в виде $1 - \frac{p w_1^2}{2}$. Поскольку E пропорционально S , формула для освещенности E принимает вид:

$$E = E_0 (1 + A w_1^2) \left(1 - \frac{p w_1^2}{2} \right) = E_0 \left[1 + \left(A - \frac{p}{2} \right) w_1^2 \right],$$

откуда видно, что aberrации в зрачках, определяемые коэффициентом A , и степень при косинусе p в одинаковой мере влияют на освещенность; например, полагая $A = \frac{p}{2}$, можно добиться постоянной освещенности, по крайней мере в пределах aberrаций 3-го порядка.

Напомним еще одно свойство оптических систем, вытекающее из формул (II.40) [6] и заключающееся в следующем. Если система безабберационна для плоскости изображения, т. е. всякая точка плоскости предмета изображается безабберационно в сопряженной ей плоскости, то выходной зрачок обладает вполне определенной aberrацией, не зависящей от конструкции системы, но зависящей от положения выходного зрачка. Это обстоятельство было известно Аббе, который его использовал в своем остроумном способе испытания объективов микроскопа в отношении выполнения условия синусов с помощью особым образом искаженной дисторсией сетки.

Освещенность фокальной плоскости фотграфического объектива

Предположим, что предмет представляет собой плоскость с яркостью, постоянной по всем элементам и направлениям (идеально рассеивающее тело бесконечно большой величины).

Пусть dS (рис. VI.8) — светящаяся площадка, яркость которой равна B ; dS_p — площадка, вырезанная световой трубкой в плоскости входного зрачка; dS'_p — соответствующая площадка в плоскости диафрагмы; dS' — изображение площадки dS , даваемое всем объективом; ω — угол главного луча трубки с осью; x и s — абсциссы входного зрачка и плоскости предмета; f — фокусное расстояние объектива; l и l' — расстояния от оси до площадки объекта и до площадки-изображения; $d^2\Phi$ — элементарный поток, пронизывающий dS и dS_p .

Имеем по основному определению потока

$$d^2\Phi = \frac{B dS dS_p \cos^4 \omega}{(x-s)^2}. \quad (VI.14)$$

Освещенность площадки dS' , создаваемая этим потоком,

$$dE = \frac{d^2\Phi}{dS'} = B \frac{dS}{dS'} \frac{dS_p}{(x-s)^2} \cos^4 \omega.$$

Площадки dS и dS' могут быть рассматриваемы как прямоугольники, стороны которых равны соответственно dl и dl' в меридиональном направлении и $l d\psi$, $l' d\psi$ в сагиттальном, где ψ — угол между меридиональными плоскостями, содержащими две боковые стороны прямоугольников. Поэтому их площади соответственно равны $l dl d\psi$ и $l' dl' d\psi$ и отношение этих площадей $\frac{dS}{dS'}$ равно $\frac{l dl}{l' dl'}$, следовательно,

$$dE = B \frac{l dl}{l' dl'} \frac{dS_p}{(x-s)^2} \cos^4 w. \quad (\text{VI.15})$$

Рассмотрим сначала случай, когда объектив ортоскопичен, т. е. не имеет дисторсии. Тогда

$$\frac{l dl}{l' dl'} = \frac{1}{\beta} \frac{1}{\beta} = \frac{1}{\beta^2},$$

где β — линейное увеличение объектива. Для dE имеем выражение

$$dE = \frac{B dS_p \cos^4 w}{\beta^2 (x-s)^2}.$$

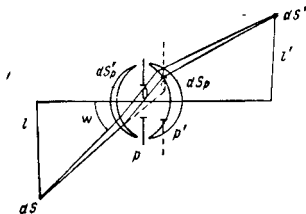


Рис. VI.8

Переходим теперь к случаю $s = \infty$.

Знаменатель $\beta^2 (x-s)^2$ стремится к пределу:

$$\lim \beta (x-s) = \lim \frac{l'}{l} (x-s) = \lim \frac{l'}{\lg w} = f.$$

Следовательно,

$$dE = \frac{B dS_p \cos^4 w}{f^2}.$$

Но если точка-предмет находится на бесконечности, углы w для всех элементарных пучков, входящих в объектив, равны между собой и равны углу w_1 между направлением на объект и осью системы. Поэтому, складывая все элементарные освещенности, получаем

$$E = \frac{B S_p \cos^4 w}{f^2}. \quad (\text{VI.16})$$

Под S_p следует понимать следующую величину: это площадь, заключенная в контуре — геометрическом месте точек пересечения лучей, исходящих из площадки dS и опирающихся после преломления через первую половинку объектива на край отверстия апертурной диафрагмы.

Пусть S_0 (рис. VI.9) — изображение апертурной диафрагмы первой половинкой объектива. Примем, что апертурная диафрагма имеет вид круга радиусом r с центром на оптической оси системы. Пусть S_p — контур входного зрачка, изображаемого лучами,

идущими из светящейся площадки dS ; O — пересечение осью плоскости входного зрачка. Определим площадь S_p или, точнее, разность ΔS между S_p и S_0 , т. е. площадь, ограниченную двумя контурами; при этом следует учитывать знак разности. Из точки O как центра проводим два радиуса OB и OC , образующие друг с другом угол $d\psi$, который может быть рассматриваем, как приращение угла ψ между двумя меридиональными плоскостями: одна, основная, проходит через предмет и изображение, другая — через рассматриваемую точку A края диафрагмы. Пусть $\delta g'$ — меридиональная составляющая аберрации, соответствующей

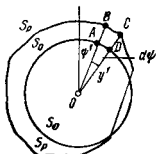


Рис. VI.9

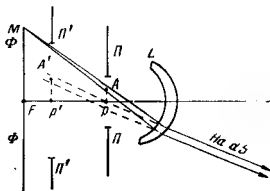


Рис. VI.10

точке A' диафрагмы. Площадь dS элементарного прямоугольника $ABCD$ равна $\delta g' y' d\psi$. Вся же площадь ΔS , очевидно равна

$$\Delta S = \int_0^{2\pi} \delta g' y' d\psi = y' \int_0^{2\pi} \delta g' d\psi \quad (\text{VI.17})$$

и не зависит от сагиттальной составляющей аберрации. Ясно, что формула (VI.17) учитывает и знак площади ΔS , если $\delta g'$ выражено как аналитическая функция от ψ .

Аберрации в зрачке фотографических объективов всегда малы и поэтому могут быть с достаточно большой степенью точности вычислены с помощью формул Зейделя для аберраций 3-го порядка. Пусть P (рис. VI.10) — плоскость диафрагмы; P' — плоскость входного зрачка; F — передняя фокальная плоскость линзы L (первая половина фотографического объектива, рассматриваемая в обратном ходе). Здесь мы будем считать, что свет распространяется от диафрагмы к входному зрачку, т. е. обратно тому, как он распространяется на самом деле. Предметом будет служить точка A на краю отверстия диафрагмы; луч должен после преломления пройти через изображение M светящейся площадки dS , которое находится в фокальной плоскости первой половины объектива. Если точка A находится не в основной меридиональной плоскости (содержащей светящуюся площадку dS), а в другой, образующей с ней угол ψ , то необходимо рассматривать эту последнюю как новую меридиональную и тогда точка M будет

лежать вне ее. Если расстояние FM обозначить через ρ и через ψ — угол между основной меридиональной плоскостью и новой, то координаты точки M относительно новой системы координат будут: $m_1 = \rho \cos \psi$ и $M_1 = \rho \sin \psi$.

Для $\delta g'$, согласно теории аббераций 3-го порядка, имеем следующее выражение (показатели крайних сред n и n' равны единице):

$$\delta g' = -\frac{1}{2\alpha' n_p} [\omega_1 (\omega_1^2 + \Omega_1^2) \bar{S}_1 + (3\omega_1^2 + \Omega_1^2) \times \\ \times \omega_1 \bar{S}_{II} + \omega_1 \omega_1^2 \bar{S}_{III} + \omega_1^3 \bar{S}_V]. \quad (VI.18)$$

Здесь

$$\omega_1 = -\frac{m_1}{x_1 - s_1}; \quad \Omega_1 = -\frac{M_1}{x_1 - s_1}; \quad \omega_1 = \frac{y_1}{x_1 - s_1}, \quad (VI.19)$$

где x_1 — абсцисса плоскости Φ , играющая роль плоскости входного зрачка; s_1 — абсцисса плоскости O , играющая роль плоскости предмета; y_1 — расстояние от оси до точки A .

Углы α_1 и β_1 пересечения с осью первого и второго вспомогательных лучей условно приняты равными единице. Коэффициенты $\bar{S}_1, \bar{S}_{II}, \dots, \bar{S}_V$ относятся только к первой половине объектива и рассчитаны в предположении, что диафрагма служит предметом, а фокальная плоскость этой половины служит входным зрачком. Во избежание недоразумений эти коэффициенты надчеркнуты.

Заменяем ω_1, Ω_1 и ω_1 их выражениями (VI.19), а вместо m_1 и M_1 подставляем их выражения через ρ и ψ . Тогда получаем после небольших упрощений

$$\delta g' = -\frac{1}{2\alpha' (x-s)^3} [-\rho^2 \cos \psi \bar{S}_1 + \rho^2 y_1 (2 + \cos 2\psi) \times \\ \times \bar{S}_{II} - \rho \cos \psi y_1^2 \bar{S}_{III} + y_1^3 \bar{S}_V]. \quad (VI.20)$$

Приращение площади входного зрачка ΔS , вычисленное по формуле (VI.17), после подстановки выражения (VI.20) для $\delta g'$ равно

$$\Delta S = y' \int_0^{2\pi} \delta g' d\psi = \frac{\pi y'}{\alpha' (x-s)^3} (2\rho^2 y_1 \bar{S}_{II} + y_1^3 \bar{S}_V), \quad (VI.21)$$

так как все члены, содержащие периодические функции от ψ , пропадают.

Вычислим теперь относительное увеличение площади входного зрачка от центра поля к краям.

В центре поля

$$\Delta S_0 = \frac{\pi y' y_1^3 \bar{S}_V}{\alpha' (x-s)^3}.$$

Для любой другой точки ΔS вычисляем по (VI.21).

Пусть $\bar{S}_0$ — площадь входного зрачка в центре поля. Тогда

$$S_p = S_0 + \Delta S; \quad \bar{S}_0 = S_0 + \Delta S_0;$$

$$\frac{S_p}{\bar{S}_0} = \frac{1 + \frac{\Delta S}{S_0}}{1 + \frac{\Delta S_0}{S_0}}.$$

Пренебрегая квадратом отношений $\frac{\Delta S}{S_0}$, имеем

$$\begin{aligned} \frac{S_p}{S_0} &= 1 + \frac{\Delta S - \Delta S_0}{S_0} = 1 + \frac{2\pi y'}{\alpha' (x-s)^2} \frac{\rho^2 y_1 \bar{S}_{II}}{\pi y'^2} = \\ &= 1 + \frac{2}{y' \alpha'} \frac{\rho^2 y_1 \bar{S}_{II}}{(x-s)^2}. \end{aligned} \quad (VI.22)$$

Из формулы (VI.22) вытекает, что влияние дисторсии в зрачке исключилось. Другими словами, увеличение площади входного зрачка обуславливается только комой. Все остальные aberrации в зрачках не влияют на изменение освещенности при переходе от центра поля к его краям.

Формулу (VI.22) преобразуем следующим образом. Заметим, что $\rho = f \operatorname{tg} w_1$, где f — фокусное расстояние первой половины объектива, а w_1 — угол между направлением на светящуюся площадку и осью. С другой стороны, имеем $y' \alpha' = y_1 \alpha_1 = y_1$; $x - s = \alpha' f$, так как $\frac{y}{x-s} = \frac{y'}{f} = w_1$, а $\frac{y'}{y} = \frac{1}{\alpha}$, после чего

$$\frac{S_p}{S_0} = 1 + \frac{2 \bar{S}_{II}}{f \alpha'^2} \operatorname{tg}^2 w_1. \quad (VI.23)$$

Может оказаться более удобным (и пожалуй, более точным) вычислять отношение $\frac{S_p}{\bar{S}_{II}}$ не с помощью коэффициента $\bar{S}_{II}$, а путем тригонометрического расчета трех лучей через первую половину объектива.

В плоскости диафрагмы Π (рис. VI.11) берут точку A на краю (или внутри) апертурной диафрагмы. Проводят через нее главный луч, т. е. луч, проходящий через фокус F половинки. Ход этого луча можно даже и не рассчитывать, а использовать луч, рассчитанный в прямом ходе для определения сферической aberrации. Через точку, где этот луч пересекает плоскость диафрагмы, на высоте h_0 проводятся еще два луча, образующие углы $\pm w_D$ с главным. Эти лучи выходят из половины объектива под углами w_+ и w_- и пересекают плоскость входного зрачка Π' на высоте y_+ и y_- .

Образуем величину

$$\delta g_k = \frac{y_+ + y_-}{2} - y_0.$$

Она характеризует меридиональную составляющую комы для угла поля $w = \frac{|w_+| + |w_-|}{2}$ при диаметре диафрагмы $2y_0$. Зная ее, можно вычислить искомое отношение $\frac{S_p}{S_0}$.

Действительно, положим

$$\delta g' = p(3m^2 + M^2),$$

где p — постоянная, не зависящая от угла поля зрения; тогда

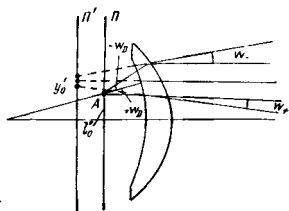


Рис. VI.11

$$\Delta S = y' \int_0^{2\pi} \delta g' d\psi = 2\pi y' 2pr^2;$$

$$\frac{\Delta S}{S_0} = \frac{2\pi y' 2pr^2}{\pi y'^2} = \frac{4pr^2}{y'}.$$

Если $\psi = 0$, мы получаем ту самую составляющую $\delta g'_k$, которую дает тригонометрический расчет хода лучей. Эта величина, выраженная с помощью коэффициента p , равна:

$$\delta g'_k = 3pr^2,$$

а следовательно,

$$\frac{\Delta S}{S_0} = \frac{4pr^2}{y'} = \frac{4}{3} \frac{\delta g'_k}{y'}. \quad (\text{VI.24})$$

Таким образом, достаточно помножить на $\frac{4}{3y'}$ поперечную кому, полученную тригонометрическим путем, чтобы получить приращение площади входного зрачка.

Влияние дисторсии объектива на освещенность изображения

Вернемся к формуле (VI.15) и предположим, что объектив дает резкое изображение, но обладает дисторсией. Формулу (VI.15) можно написать в виде

$$dE = B \frac{l dl}{i'_0 di'_0} \frac{i'_0 di'_0}{i' di'} \frac{dS_p}{(x-s)^2} \cos^4 w_1,$$

понимая под i'_0 расстояние от оси до изображения для объектива с тем же фокусным расстоянием, идеально исправленного в отношении дисторсии. Так как $\frac{l dl}{i'_0 di'_0} = \frac{1}{\beta^2}$, то, рассуждая так же, как и при выводе (VI.16), получаем

$$E = \frac{BS_p \cos^4 w_1}{f'^2} \frac{i'_0 di'_0}{i' di'}. \quad (\text{VI.25})$$

Остается определить величину отношения $\frac{l'_0 dl'_0}{l' dl'}$, которое тесно связано с дисторсией объектива.

Пусть линейная дисторсия объектива для некоторого угла поля w_1 равна Δ ; другими словами,

$$l' = l'_0 + \Delta; \quad dl' = dl'_0 + d\Delta = dl'_0 + \frac{d\Delta}{dl'_0} dl'_0.$$

Следовательно,

$$\frac{l'_0 dl'_0}{l' dl'} = \frac{l'_0 dl'_0}{(l'_0 + \Delta)} \cdot \frac{1}{\left(dl'_0 + \frac{d\Delta}{dl'_0} dl'_0\right)} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\Delta}{l'_0}\right) \left(1 + \frac{d\Delta}{dl'_0}\right)}.$$

Вследствие малости $\frac{\Delta}{l'_0}$ и $\frac{d\Delta}{dl'_0}$ по сравнению с единицей можно положить

$$\frac{l'_0 dl'_0}{l' dl'} = 1 - \frac{\Delta}{l'_0} - \frac{d\Delta}{dl'_0}. \quad (\text{VI.26})$$

Если Δ известно (например, из тригонометрического расчета хода лучей или из непосредственных измерений), то приращение освещенности легко может быть получено по формуле (VI.26).

Рассмотрим случай, когда дисторсия хорошо представляется с помощью разложения Зейделя. Тогда

$$\Delta = -\frac{1}{2} f' \operatorname{tg}^3 w_1 S_V,$$

причем

$$-f' \operatorname{tg} w_1 = l'_0.$$

Следовательно,

$$\Delta = \frac{1}{2} \frac{l_0'^3}{f'^2} S_V; \quad \frac{d\Delta}{dl'_0} = \frac{3}{2} \frac{l_0'^2}{f'^2} S_V;$$

тогда формула (VI.26) примет вид

$$\frac{l'_0 dl'_0}{l' dl'} = 1 - \frac{1}{2} \frac{l_0'^2}{f'^2} S_V - \frac{3}{2} \frac{l_0'}{f'^2} S_V = 1 - 2 \frac{l_0'^2}{f'^2} S_V = 1 - 2 S_V \operatorname{tg}^2 w_1. \quad (\text{VI.27})$$

Для освещенности E получаем окончательную формулу

$$E = \frac{BS_0}{f'^2} \cos^4 w_1 \left(1 + \frac{2\bar{S}_{II}}{f'\alpha'^2} \operatorname{tg}^3 w_1\right) (1 - 2 S_V \operatorname{tg}^2 w_1),$$

или, помня, что

$$\cos^2 w_1 = \frac{1}{1 + \operatorname{tg}^2 w_1},$$

и пренебрегая членами 4-го порядка малости относительно w_1 можно написать

$$\cos^4 w_1 = 1 - 2 \operatorname{tg}^2 w_1;$$

тогда

$$E = \frac{BS_0}{f'^2} \left[1 - \left(2 - \frac{2\bar{S}_{11}}{f\alpha'^2} + 2S_V \right) \operatorname{tg}^2 w_1 \right]. \quad (\text{VI.28})$$

Освещенность изображений, даваемых меноцентрическими объективами

Исходим из формулы (VI.25). Но здесь следует понимать под dl' отрезок $A'B'$ (рис. VI.12), так как изображение ложится на сферическую поверхность OA' . Обозначим его через dl' . Радиус кривизны поверхности равен f' . Вследствие того что главный луч проходит через центр сферических поверхностей, он не преломляется и $w_1 = w'$.

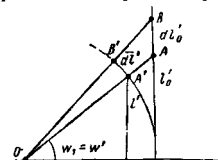


Рис. VI.12

Вычислим отношение $\frac{l'_0 dl'_0}{l' dl'}$. Заметим, что

$$l'_0 = f' \operatorname{tg} w_1; \quad dl'_0 = f' \frac{dw_1}{\cos^2 w_1};$$

$$l' = f' \sin w_1; \quad \bar{l}' = f' w_1; \quad dl' = f' dw_1.$$

Подставляя эти величины в выражение $\frac{l'_0 dl'_0}{l' dl'}$, получаем

$$\frac{l'_0 dl'_0}{l' dl'} = \frac{1}{\cos^2 w_1}.$$

Отсюда следует, что

$$E = \frac{BS_p \cos w_1}{f'^2}. \quad (\text{VI.29})$$

Величина S_p равна S_0 , так как главный луч не преломляется, а следовательно, в половинке объектива (как впрочем, и во всем объективе) кома и дисторсия равны нулю. Поэтому можно написать

$$E = \frac{BS_0 \cos w_1}{f'^2}. \quad (\text{VI.30})$$

В этом случае освещенность уменьшается как первая степень косинуса угла поля.

Численные значения воллпип $\bar{S}_{II}$ и $\bar{S}_V$ в некоторых широкоугольных фотографических объективах

Для выяснения того, насколько целесообразно пользоваться перечисленными выше возможностями увеличить освещенность на краях изображения, был рассмотрен ряд известных или рассчитывающихся широкоугольных объективов и определены величины $\frac{2\bar{S}_{II}}{f'\alpha'^2}$ и $\bar{S}_V$ (табл. VI.1).

В табл. VI.1 не попали из-за отсутствия сведений объективы Московского института инженеров геодезии, аэрофотосъемки и картографии; насколько известно из сообщений проф. М. М. Русникова, кома в зрачках этих объективов очень значительна.

Таблица VI.1

Значения $\frac{2\bar{S}_{II}}{f'\alpha'^2}$ и $\bar{S}_V$ для некоторых фотографических объективов

Тип объектива	$\frac{2\bar{S}_{II}}{f'\alpha'^2}$	$\bar{S}_V$	α	$\bar{\alpha}$
«Гипергон»	0,30	0	2,30	0,6
«Топогон»	0,30	0	2,30	0,6
«Орион-9»	0,44	0	2,44	0,9
«Нептун»	0,55	0	2,55	1,1
Объектив Гилля для съемки неба	-0,13	-1,22	0,65	-3,3
Дисторзирующий объектив	-0,22	-1,0	0,78	-3,2
«Руссар-25»	0,46	0	1,54	-0,92
Моноцентрический объектив	0	0	0,5	-3,0

Четвертая графа таблицы определяет качество объектива с точки зрения однородности освещенности поля. Коэффициент α , приведенный здесь, это коэффициент при $\lg^2 w_1$ в формуле (VI.28), выражающей падение освещенности по мере увеличения угла поля зрения w_1 . Чем α ближе к нулю, тем меньше падение освещенности. В пятой графе дан коэффициент $\bar{\alpha} = 2\alpha - 4$, которому можно придать следующее физическое толкование: будем считать за «нормальный» объектив, у которого падение освещенности происходит по классическому закону $E \rightarrow E_0 \cos^4 w_1$; для всякого объектива можно приближенно положить

$$E = E_0 \cos^{4+\bar{\alpha}} w_1,$$

и величина $\bar{\alpha}$ показывает, насколько отличен от нормального в отношении освещенности рассматриваемый объектив. Положительное значение $\bar{\alpha}$ соответствует преувеличенному падению освещенности.

ценности, отрицательное — замедленному падению. При $\bar{\alpha} = -4$ мы имеем идеальный с точки зрения равномерности освещенности объектив.

Табл. VI.2 показывает, насколько увеличивается освещенность (в процентах от «нормальной») для различных углов поля ω_1

Т а б л и ц а VI.2

Увеличение освещенности ΔE (в процентах от нормальной)
для различных углов ω_1 и коэффициента $\bar{\alpha}$

$\omega_1, \dots^\circ$	ΔE при значениях $\bar{\alpha}$, равных						
	-0,5	-1	-1,5	-2	-2,5	-3	-3,5
0	0	0	0	0	0	0	0
10	0,8	1,5	2	3	4	5	6
20	3,0	6,0	10	13	17	21	24
30	7,0	15,0	24	33	43	54	66
40	14,0	30,0	49	70	95	122	150

и различных значений $\bar{\alpha}$ (через 0,5). Например, объектив Гилля, у которого $\bar{\alpha} = -3,3$, для угла поля зрения $\omega_1 = 40^\circ$ дает на 140% больше освещенности, чем нормальный (т. е. освещенность в 2,4 раза больше, чем нормальная).

Значения увеличения освещенности, соответствующие углам больше 40° , не могут быть точно известны (так как при выводах принимались во внимание только аберрации 3-го порядка), поэтому они не приводятся.

Кроме того, при расчете распределения освещенности не было учтено явление виньетирования. В широкоугольных объективах всегда принимаются специальные меры к тому, чтобы виньетирование пучков начиналось с возможно больших углов. Поэтому можно считать, что приведенные вычисления достаточно хорошо отражают истинное положение вещей (если не до самого края поля зрения, то довольно близко к нему, например до $5-10^\circ$ от него).

С того момента, когда начинается виньетирование, пропадает преимущество объективов с большой комой в зрачках, ибо благодаря искусственному расширению наклонных пучков виньетирование начинается раньше, чем в нормальных объективах, и падение освещенности наступает быстрее, причем тем быстрее, чем больше усиление освещенности в центральной части изображения. Особенно сильно это явление сказывается в системах с большим относительным отверстием, так как в них виньетирование наступает раньше, чем в объективах с малой величиной входного зрачка.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ОСВЕЩЕННОСТИ ЭКРАНА

Назначение большой группы осветительных систем, снабженных оптикой (пржекторы, фары, имитаторы солнечного освещения, проекционные системы и т. д.), — создавать заданное наперед распределение освещенности на приемнике.

Так, проекционные системы и имитаторы Солнца должны создавать равномерную освещенность большого экрана. Иногда требуемое распределение освещенности имеет весьма сложный характер и может быть достигнуто лишь с помощью оптических систем, состоящих из множества секций различной формы (например, в автомобильных фарах).

Для проведения расчета осветительной системы необходимо следить за распределением освещенности и уметь вычислить эту величину.

В общем случае, когда источник света обладает случайными, быстро меняющимися характеристиками, такое вычисление представляет большие трудности вследствие чрезвычайной громоздкости вычислений. Лишь появление современных ЭВМ позволило выполнять эти вычисления достаточно быстро и по сравнительно простой методике.

Остановимся на двух методах расчета освещенности, отличающихся друг от друга тем, что первый использует расчет хода лучей в прямом ходе (от источника к освещаемой поверхности), а второй — в обратном (от освещаемой точки к источнику света).

Для выполнения расчетов, естественно, необходимы полные световые характеристики источника света, которые могут быть представлены следующим образом. Рассмотрим замкнутую поверхность Σ , внутри которой расположен источник S произвольной формы. Выбираем некоторый элемент dS поверхности Σ ; от него исходит поток $\int dI d\Omega$, где dI — сила света в направлении $d\Omega$. Для каждого элемента dS нужно знать зависимость dI от направления $d\Omega$ либо в виде функции, либо в виде таблиц или графиков. Если источник S располагается на плоскости, за поверхность Σ можно принять эту плоскость. Обычно используется не все излучение источника и поверхность Σ может быть заменена участком плоскости.

Идея первого метода заключается в следующем. Вспомогательную поверхность Σ или, точнее, действующий участок ее разбивают на достаточно большое число равных элементарных площадок ΔS ; через каждую площадку пропускают в направлении $d\Omega$ число лучей, пропорциональное телесному углу Ω . С одной стороны, число лучей должно быть настолько велико, чтобы обеспечить достаточно точное представление о ходе яркости в зависимости от положения элемента и направления распространения луча, и, с другой стороны, точки пересечения этих лучей

с освещаемой поверхностью должны быть расположены настолько густо, чтобы была возможна интерполяция, т. е. определение на глаз расположения промежуточных точек пересечения лучей; при этом может быть достигнута высокая степень точности определения освещенности.

В общем случае, особенно при наличии быстрых изменений яркости как по элементам поверхности, так и по направлениям, применение этого метода вызывает серьезные затруднения: приходится разделить поверхность Σ на весьма значительное число элементарных площадей, а действующий телесный угол Ω — на множество направлений $d\Omega$; при этом надо следить за тем, чтобы каждому лучу соответствовал одинаковый элементарный телесный угол. Несмотря на все принятые меры предосторожности, неизбежны потери точности, трудно поддающиеся оценке.

Существует несколько путей для упрощения решения задачи, выбор которых зависит от свойств источника света; остановимся на двух путях.

1. Большинство источников обладает осью симметрии. Если выбрать эту ось за одну из координатных осей, то яркость будет зависеть лишь от одной координаты для элементов площади и еще от одной для элементарных углов направлений, т. е. вместо четырех координат в общем случае будут только две.

2. У особенно важного и наиболее часто встречающегося на практике класса источников размеры излучающего тела малы по сравнению с расстоянием до ближайшей поверхности оптической системы. При этом распределение яркостей по поверхности источника или окружающей его поверхности Σ практически не влияет на освещенность облучаемого объекта; последняя зависит только от кривой силы света I (зависимость силы света от направления). Если источник обладает осью симметрии, сила света I зависит только от одной величины, т. е. от пересечения угла θ с осью рассматриваемого направления. Это рассуждение может быть распространено на случай, когда имеется несколько одинаковых источников, сравнительно далеко расставленных друг от друга. Каждый из них может быть принят за точку, испускающую поток согласно кривой силы света I .

В каждом встречающемся частном случае следует искать пути к упрощению. Полезно решать задачу несколькими этапами. На первом этапе следует идти на упрощения, даже если они представляются рискованными, и рассчитать распределение, вытекающее из них. Из полученной картины можно сделать вывод, имеет ли смысл продолжать дальше работу с принятым за основу источником.

Второй метод расчета (в обратном ходе) основан на формуле, выражающей освещенность E как отношение $\frac{d\Phi}{dS_2}$, т. е. $dE = \frac{B dS_1 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{r^2} = B \cos \theta_2 d\Omega_2$. Для расчета освещенности E

в заданной точке M (рис. VI.13) излучаемой поверхности (экрана) поступаем следующим образом. Через точку M в обратном ходе пропускаем совокупность лучей с таким расчетом, чтобы каждому лучу соответствовал один и тот же элементарный телесный угол $d\Omega_2$. Каждый луч пересекает поверхность Σ , окружающую источник, в определенной точке M' с координатами y и z при определенном направлении μ, ν ; следовательно, из формул или таблиц и графиков можно узнать яркость $B(y, z, \mu, \nu)$. Умножая B на

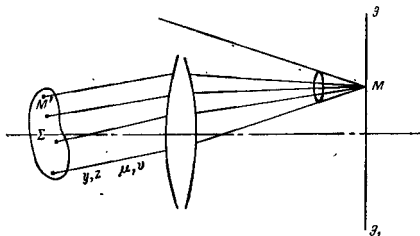


Рис. VI.13

$\cos \theta_2$, где θ_2 — угол между лучом и нормалью к поверхности $\Sigma\Sigma_1$, получаем долю участия dE телесного угла $d\Omega_2$ в значении освещенности E ; другими словами,

$$E = \sum B \cos \theta_2 d\Omega_2.$$

Одна из основных трудностей второго метода заключается в том, что заранее неизвестно, даже приблизительно, как поведут себя лучи, вышедшие из точки M в обратном ходе; если источник мал, то легко может оказаться, что ни один луч не попадет на него. Поэтому необходимо расчет расчленить на два этапа: предварительный — для установления границ пучка, исходящего из точки M и достигающего источника, и окончательный, опирающийся на результаты, полученные на первом этапе.

Второй метод в принципе более точен, так как он дает значение освещенности E именно в точке M , в то время как первый метод несколько усредняет значение освещенности на сравнительно большой площадке (размер которой определяется числом рассчитанных лучей). Однако второй метод значительно более трудоемок, чем первый; когда размеры источника малы, необходимы предварительные прикидки; кроме того, указанные вычисления следует повторить столько раз, сколько имеется точек на экране, для которых требуется определить освещенность. Кроме того, первый метод приводит к более наглядным результатам, что вполне окупает несущественную, особенно в вопросах светотехники, потерю точности.

Выбор и преодоление характеристик лучей

Как было изложено выше, сущность обоих предложенных методов заключается в построении малых световых пучков, несущих одинаковые потоки, или, точнее, лучей, распределенных по пространству таким образом, что каждому соответствует одинаковый телесный угол.

Рассмотрим сферу единичного радиуса с центром в точке O (рис. VI.14); проведем через центр O ось симметрии OO_1 . Рассечем сферу рядом q_1 параллельных плоскостей, перпендикулярных оси OO_1 и разделенных равными промежутками $\Delta = \frac{2}{q_1}$. Боковая поверхность полученных таким образом, секций одинакова для всех и равна $2\pi\Delta$. Если обозначить через u угол, образуемый радиусом r_1 секции с осью OO_1 , то боковую площадь ΔS секции можно представить в виде $\Delta S = 2\pi (\cos u_1 - \cos u_2)$; при бесконечно малом изменении площади S имеем

$$dS = -2\pi d(\cos u) = 2\pi \sin u du.$$

Эта величина определяет и телесный угол, ограниченный двумя коническими поверхностями с образующими, угол между которыми равен du .

Проведем через ось $OO_1 q_2$ плоскостей, образующих между собой равные углы $\frac{2\pi}{q_2}$. Например, при $q_2 = 24$ угол между плоскостями равен 15° . Таким образом мы разделили сферу, или телесный угол 4π , на $q_1 q_2$ равных участков; каждому такому участку соответствует телесный угол $\frac{4\pi}{q_1 q_2}$. Через середину каждого участка, т. е. в точке, определяемой координатами:

$$\cos u_1 = 1 - \frac{1}{2q_1}; \quad \cos u_2 = 1 - \frac{3}{2q_1}; \quad \cos u_3 = 1 - \frac{5}{2q_1}; \quad \dots;$$

$$\cos u_k = 1 - \frac{2k-1}{q_1};$$

$$\theta_1 = \frac{2\pi}{2q_2}; \quad \theta_2 = \frac{3}{2q_2} 2\pi; \quad \theta_3 = \frac{5}{2q_2} 2\pi; \quad \dots; \quad \theta_k = \frac{2k-1}{q_2} \pi,$$

пропускаем лучи, проходящие через точку O . Направляющие косинусы этих лучей определяются формулами:

$$\lambda = \cos u; \quad \mu = \sin u \cos \theta; \quad \nu = \sin u \sin \theta,$$

где θ — угол между осью u и проекцией AM луча на плоскость, перпендикулярную оси OO_1 .

Лучам, исходящим из элемента поверхности источника (или поверхности Σ), определяемым изложенным способом, соответствуют равные телесные углы. Из этого свойства вытекает следующий прием расчета освещенности E .

Согласно первому методу (прямой ход), необходимо составить имитацию светового потока, исходящего из источника или поверхности Σ , определяемого формулой

$$\Phi = \sum B \Delta S \cos \theta_1 \Delta \Omega,$$

где ΔS — площадь элемента источника или поверхности Σ ; θ_1 — угол между лучом и нормалью к элементу; B — яркость, соответствующая элементу ΔS в направлении распространения луча с направляющими косинусами λ, μ и ν .

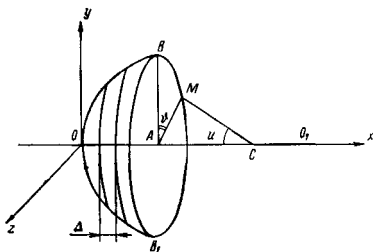


Рис. VI.14

После того как все лучи, исходящие из центра элемента ΔS и определяемые по указанным выше формулам, рассчитаны и получены координаты их точек пересечения с поверхностью экрана или иной излучаемой поверхности, следует каждой точке пересечения придать коэффициент, пропорциональный произведению $B \cos \theta$. Тогда освещенность E некоторой площадки S на экране пропорциональна сумме коэффициентов всех точек, попадающих в эту площадку, деленной на площадь S .

При использовании первого метода и изложенного на стр. 446 приема выбора лучей оказывается, что лучи, соответствующие первой и иногда второй зоне ($\cos u_1 = 1 - \frac{1}{2q_1}$; $\cos u_2 = 1 - \frac{3}{2q_1}$), пересекают экран группами точек, очень близко расположенными вдоль окружностей, отделенных друг от друга большими промежутками. В результате при делении числа точек (с учетом их коэффициентов) на площадь участка экрана, для которого определяется освещенность, получаемые значения освещенностей могут довольно заметно отличаться друг от друга для соседних участков. Этого можно избежать следующим образом.

Ближайшему к оси кольцу, через которое проходят q_2 лучей и для которого $\cos u_1 = 1 - \frac{1}{2q_1}$, соответствует на поверхности

экрана некая кривая, близкая к окружности; радиус этой окружности примем равным единице. Те q_2 точек, которые расположились вдоль упомянутой кривой, на самом деле заполняют круг радиусом $\sqrt{2}$ и притом почти равномерно, так как в центральной области абберации очень малы и освещенность мало отличается от равномерной. Поэтому мы получим более правильное представление о распределении освещенности в рассматриваемой области, если q_2 упомянутых точек перераспределим равномерно в круге радиусом $\sqrt{2}$. Это перераспределение можно провести «на глазок», ибо допустимо довольно грубое приближение. Впрочем, для ускорения работы удобно использовать заранее подготовленные трафареты, пригодные для наиболее употребительных значений q_2 : 12, 24, 36 и т. д.

Аналогичный расчет можно провести для следующего кольца, распространяющегося от окружности радиусом $\sqrt{2}$ до окружности радиусом 2, если в этом имеется надобность, т. е. если заметна слишком большая концентрация точек на окружности $r = \sqrt{3}$. Такой процесс «сглаживания» нужен главным образом в тех случаях, когда на экран попадают лучи от различных источников и надо производить сложение освещенностей.

Освещенность, вызываемая изображением источника на экране

Пусть S — источник света, размеры которого малы по сравнению с расстоянием s_1 до оптической системы, так что можно считать источник точечным. Предположим, что сила света I источника S в направлении, составляющем угол u с осью системы, равна $I(u) = I_0(1 - c \sin^2 u)$, где c — некоторый коэффициент, определяемый из измерений; обозначим через S'_0 параксиальное изображение источника S .

Для точки на оси оптическая система OO' обладает двумя абберациями — сферической абберацией $\delta s' = A \sin^2 u$ и отступлением от закона синусов δ , определяемым формулой

$$\frac{\alpha' \sin u}{\alpha \sin u'} - 1 = \delta_s = B \sin^2 u,$$

где α и α' — углы, образуемые параксиальным лучом, проходящим через S и S'_0 ; A и B — некоторые коэффициенты. Хроматической абберацией можно пренебречь при рассмотрении вопроса об освещенности экрана.

Обозначим через x' (рис. VI.15) расстояние от системы до экрана, через s' — расстояние от нее до параксиального изображения источника S ; величину $x' - s'$ обозначим через p . Освещенность некоторой точки $\mathcal{E}_1$ экрана, отстоящей на расстоянии r от центра, может быть определена как отношение $\frac{d\Phi}{ds}$ элементарного потока $d\Phi$, излучаемого источником S внутри поверхностей

двух конусов, образующих с осью углы u и $u + du$, т. е. $2\pi I d(1 - \cos u) = 2\pi I \sin u du$ к элементарной площади, освещаемой этим потоком $dS = 2\pi r dr$, т. е.

$$E = \frac{I \sin u du}{r dr} \quad (\text{VI.31})$$

Величина r определяется формулой

$$r = \sqrt{S' \vartheta_0} \operatorname{tg} u' = (p - \delta s') \operatorname{tg} u' = (p - A \sin^2 u) \operatorname{tg} u'. \quad (\text{VI.32})$$

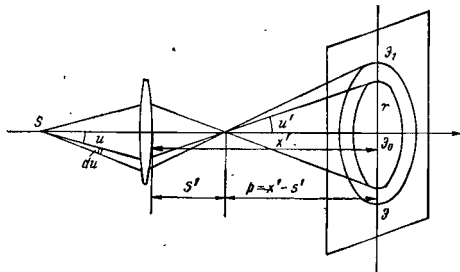


Рис. VI.15

Из формулы для δ , получаем

$$\sin u' = \frac{\alpha'}{\alpha} \sin u \frac{1}{1 + \delta_s}. \quad (\text{VI.33})$$

Полагая δ_s малым по сравнению с единицей, можно написать

$$\sin u' = \frac{\alpha'}{\alpha} \sin u (1 - \delta_s).$$

Дифференцируя, получаем

$$\begin{aligned} \cos u' du' &= \frac{\alpha'}{\alpha} \cos u du - \frac{d\delta_s}{du} \frac{\alpha'}{\alpha} \sin u = \frac{\alpha'}{\alpha} \cos u (1 - 3 \sin^2 u) du = \\ &= \frac{\alpha'}{\alpha} \cos u (1 - 3\delta_s) du. \end{aligned} \quad (\text{VI.34})$$

Дифференцируя (VI.32) по u , исключая u' с помощью формул (VI.33), (VI.34) и подставляя выражение для du' в (VI.32), получаем

$$\frac{dr}{du} = \frac{\cos u}{\cos u'} \frac{\alpha'}{\alpha} p \left[1 - 3 \left(\frac{\delta s'}{p} + \delta_s \right) \right].$$

Выражение $\frac{\delta s'}{p} + \delta_s$, обычно обозначается через η ; оно пропорционально коме оптической системы для объекта S при вы-

ходном эрчке, расположенном в плоскости экрана ЭЭ₁ [6, стр. 126, 127].

Выражение (VI.32) для отрезка r может быть написано в виде

$$r = (p - \delta s') \operatorname{tg} u' = (p - \delta s') \frac{\sin u'}{\cos u'}.$$

Но $\sin u' = \frac{\alpha'}{\alpha} \sin u \frac{1}{1 + \delta_s}$; следовательно,

$$r = p \left(1 - \frac{\delta s'}{p} \right) \frac{\alpha'}{\alpha} \frac{\sin u}{\cos u'} \left(\frac{1}{1 + \delta_s} \right).$$

Вследствие малости величин $\delta s'$ и δ_s имеем

$$r = \frac{\alpha'}{\alpha} p \left(1 - \frac{\delta s'}{p} \right) (1 - \delta_s) \frac{\sin u}{\cos u'} = \frac{\alpha'}{\alpha} p (1 - \eta) \frac{\sin u}{\cos u'}.$$

Подставляя это выражение для r в формулу (VI.31), получаем

$$E = \frac{I(u)}{p^2} \left(\frac{\alpha}{\alpha'} \right)^2 \frac{\cos^4 u'}{\cos u} (1 + 4\eta). \quad (\text{VI.35})$$

Формула (VI.35) приводит к следующим выводам:

- 1) E пропорциональна четвертой степени косинуса u' ;
- 2) поскольку величина η пропорциональна коме оптической системы, подтверждается связь между освещенностью и комой системы; остальные aberrации на освещенности не влияют.

Несколько неожиданной является зависимость освещенности от $\frac{1}{\cos u}$, из которой следует, что в случае $u' < u$ освещенность E обращается в бесконечность при $u = \pi/2$, если только η не равно $-\frac{1}{4}$ (случай параболоидального зеркала при бесконечно большом расстоянии до экрана). Это любопытное и малоизвестное явление может быть объяснено достаточно наглядно, если рассматривать апланатическую оптическую систему, для которой $\delta s'$ и δ_s равны нулю. У такой системы точно соблюдается соотношение $\sin u' = \frac{\alpha'}{\alpha} \sin u$, откуда $\cos u' du' = \frac{\alpha'}{\alpha} \cos u du$, а $du' = \frac{\alpha'}{\alpha} \frac{\cos u}{\cos u'} du$, т. е. при $u = \pi/2$ $du' = 0$.

Так как сферическая aberrация отсутствует и все лучи пересекаются в одной точке — в параксальном изображении источника S' , то в направлении u' создается концентрация света (каустика) и освещенность экрана в этом направлении становится бесконечно большой (без учета дифракции). Это происходит при

$$\sin u' = \frac{\alpha'}{\alpha}; \quad r_m = p \operatorname{tg} u' = \frac{p \frac{\alpha'}{\alpha}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\alpha'}{\alpha} \right)^2}}.$$

Таким образом, если оптическая система апланатична и $u' < u$, то на экране образуется круглое пятно радиусом r_m ; освещенность E внутри этого пятна постепенно растет, достигая бесконечности на краю пятна. За пределами пятна освещенность E равна нулю. Следует отметить, что если $u' \geq u$, то на экране происходит постепенное уменьшение освещенности при удалении от оси.

Вернемся к формуле (VI.35) для E .

Предположим, что угол u не очень велик — не превышает $50-60^\circ$. Так как большой точности в вычислении E не требуется, заменим $\cos u$ и $\cos u'$ первыми членами разложения:

$$\cos u = 1 - \frac{\sin^2 u}{2}; \quad \cos u' = 1 - \frac{\sin^2 u'}{2}$$

и, подставляя их в выражение для E , получим

$$E = \frac{I(u)}{p^2} \left(\frac{\alpha}{\alpha'} \right)^2 \left(1 - \frac{\sin^2 u}{2} \right) (1 - 2 \sin^2 u') (1 + 4\eta).$$

Для поправочных членов можно положить $\sin u' = \frac{\alpha'}{\alpha} \sin u$. После умножения получаем с принятой выше точностью

$$E = \frac{I(u)}{p^2} \left(\frac{\alpha}{\alpha'} \right)^2 \left\{ 1 - \left[2 \left(\frac{\alpha'}{\alpha} \right)^2 - \frac{1}{2} \right] \sin^2 u + 4\eta \right\}. \quad (\text{VI.36})$$

Заменяем η его выражением через вторую сумму Зейделя по формулам (II.128) и (II.130) из [6]:

$$\eta = -\frac{\bar{S}_{II}}{2J}, \quad \text{где } J = n'\alpha'l' = n'\alpha'(x' - s')\beta'.$$

Если согласно принятой в [6] методике вычисления сумм Зейделя полагать $\alpha_p = 1$, то

$$\eta = -\frac{\bar{S}_{II}}{2n'(x' - s')\beta'} \sin^2 u'. \quad (\text{VI.37})$$

В рассматриваемой задаче удобно принять $\beta' = 1$. Тогда $J = n'(x' - s')$ и

$$E = \frac{I(u)}{(x' - s')^2} \alpha^2 \left[1 - \left(\frac{2}{\alpha^2} - \frac{1}{2} \right) \sin^2 u - \frac{2\bar{S}_{II} \sin^2 u}{(x' - s')\alpha^2} \right],$$

или

$$E = \frac{I(u)}{(x' - s')^2} \left\{ \alpha^2 - \left[\left(2 - \frac{\alpha^2}{2} \right) + \frac{2\bar{S}_{II}}{(x' - s')} \right] \sin^2 u \right\}, \quad (\text{VI.38})$$

где $\bar{S}_{II} = \sum yP - J \sum W$ при $\alpha' = 1$, $\beta' = 1$.

Из формулы (VI.38) для E следует, что при любом α и x' можно найти такое значение $\bar{S}_{II}$, при котором E не зависит от угла u .

Виродоложко формы отражающей поверхности, создающей равномерное освещенно

Рассмотрим наиболее важный для практики случай отражающей поверхности 2-го порядка, определяемый уравнением

$$y^2 = 2gx - (1 - e^2)x^2.$$

Выражение $\frac{2\bar{S}_{II}}{(x' - s')}$ для случая такой поверхности может быть вычислено следующим образом.

Пусть O (рис. VI.16) — вершина отражающей поверхности; S — источник; S' — его изображение (параксиальными лучами); $\mathcal{E}\mathcal{E}_1$ — экран; $OS = s$; $OS' = s'$; $S'\mathcal{E}_0 = p$. Найдем зависимость второй суммы $\bar{S}_{II}$ от s' , p и эксцентриситета e поверхности.

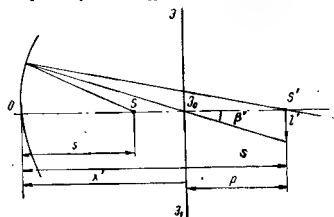


Рис. VI.16

Напомним, что по формуле (II.57) из [6] $\bar{S}_{II} = y\bar{P} - J\bar{W}$, где $y = x\beta = x'\beta' = x'$; $J = n'\alpha'l' = (x' - s') = p$. При этом

$$\bar{W} = \frac{1 - \alpha^2}{2};$$

$$\bar{P} = \frac{(1 - \alpha)^2(1 + \alpha)}{4} + \frac{(1 + \alpha)^2}{4}b,$$

где $b = -e^2$.

Следовательно,

$$\frac{2\bar{S}_{II}}{J} = \left(\frac{x'}{x' - s'} \right) \left\{ \frac{1 + \alpha}{2} [(1 - \alpha)^2 - (1 + \alpha)^2 e^2] + \alpha^2 - 1 \right\}.$$

Величина η может быть представлена в виде

$$\eta = \frac{(1 + \alpha)^2}{8} \left\{ 1 - \alpha + (\alpha + 1)e^2 - \frac{f}{x' - s'} [(1 - \alpha)^2 - e^2(1 + \alpha)^2] u'^2 \right\},$$

подставляя это выражение в формулу для E , получаем

$$E = E_0 \left(1 + \frac{A}{2} u'^2 \right), \quad (VI.39)$$

где

$$E_0 = \frac{I}{(x' - s')^2 \alpha^2};$$

$$A = \alpha^2 - 4 + (1 - \alpha)(1 + \alpha)^2 \left[1 - \frac{f}{x' - s'} (1 - \alpha) \right] + (1 + \alpha)^2 e^2 \left[1 + \frac{f}{x' - s'} (1 + \alpha) \right].$$

Равномерная освещенность экрана может быть достигнута, когда $A = 0$.

Рассмотрим несколько частных случаев.

Особый интерес представляет случай отражающей сферы ($e^2 = 0$) при $x' = f = \frac{r}{2}$, когда освещенность, как показывает точный расчет хода лучей, остается постоянной до больших значений угла u (до $60-70^\circ$) с точностью до нескольких процентов, причем это постоянство наблюдается в широкой области значений величины α .

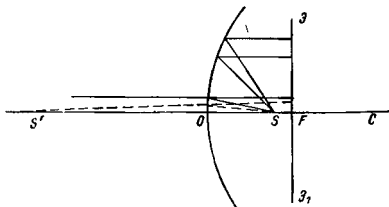


Рис. VI.17

Простые вычисления приводят к следующей формуле:

$$\eta = \frac{\sin^2 u}{8} \frac{(1 - \alpha^2)(1 + \alpha)}{\alpha},$$

откуда

$$E = \frac{I(u) \alpha^2}{(x' - s')^2} \frac{\cos u'^4}{\cos u} (1 + 4\eta) = \frac{I(u) \alpha^2}{(x' - s')^2} \left(1 + \frac{1 - 3\alpha - \alpha^2}{2\alpha} u'^2 \right). \quad (\text{VI.40})$$

Формула (VI.40) приводит к следующим выводам. При значениях α , близких к -3 ; -5 , коэффициент при u' очень мал; сам угол u' также мал, и освещенность остается практически постоянной при условии, что сила света $I(u)$ постоянна. Любопытно, что при $x' \neq f$ освещенность E начинает сильно зависеть от угла u .

Таким образом, можно получить весьма простое решение задачи осуществления равномерной освещенности с помощью сферического зеркала. При значениях α порядка -4 ; -5 углы u' , начиная с некоторой высоты пересечения h на сфере, убывают и приближаются к нулю, т. е. лучи образуют почти параллельный пучок, так что при небольших перемещениях экрана освещенность практически не меняется.

Схема расположения источника, сферы и экрана показана на рис. VI.17. При радиусе кривизны $OC = r = 1000$ мм $OF = 500$ мм, $OS = 400$ мм, $OS' = 2000$ мм для параксимального луча,

$p = 1500$ мм; диаметр равномерно освещенного экрана достигает 1200 мм. Недостаток этой схемы — близкое расположение источника S от освещаемого экрана.

Источник в фокусе оптической системы

Практический интерес представляет случай, когда источник находится в фокусе зеркала и выходящий пучок близок к параллельному, что обеспечивает постоянство освещенности при изменении расстояния до экрана. Однако формула (VI.35) в этом случае теряет смысл, так как $\delta s'$ обращается в бесконечность вместе с отношением $\frac{\alpha}{\alpha'}$.

Выведем формулу для освещенности E в предположении, что источник находится в фокусе системы. Для упрощения выводов предположим, что система бесконечно тонка.

Пусть LL_1 (рис. VI.18) — оптическая система с передним фокусом F ; h_1 — высота точки пересечения луча FA с главной плоскостью системы; u — угол пересечения луча с осью; s' — расстояние от экрана до задней главной плоскости системы LL_1 . Обозначим через $\delta s'$ продольную сферическую aberrацию и через $\delta f' = \frac{h_1}{\sin u'} - f'$ — отступление от фокуса, вычисленные в обратном ходе, т. е. из бесконечности. Пусть h_2 — высота пересечения луча с экраном $ЭЭ_1$. Освещенность E определяется, как и ранее, формулой

$$E = \frac{I \sin u du}{h_2 dh_2}.$$

Но $h_2 = h_1 - x'u'$, где $u' = -\frac{\delta s' \sin u}{f'}$. С другой стороны, $h_1 = f' \sin u + \delta f' \sin u$. Следовательно, $h_2 = \left(f' + \delta f' + \frac{x'}{f'} \delta s'\right) \sin u$.

Полагая, как и ранее, $\delta f' = B \sin^2 u$, $\delta s' = A \sin^2 u$ и поступая аналогично предыдущему, получаем

$$h_2 dh_2 = f'^2 \sin u \cos u (1 + 4\bar{\eta}),$$

$$\text{где} \quad \bar{\eta} = \frac{\delta f'_1}{f'} + \frac{x'}{f'} \delta s'.$$

Отсюда

$$E = \frac{I}{f'^2 \cos u} (1 - 4\bar{\eta}). \quad (\text{VI.41})$$

С помощью этой формулы можно вычислить распределение освещенности на экране по известным $\delta f'$ и $\delta s'$, определяемым из расчета лучей в обратном ходе.

Интересен также случай, когда оптическая система представляет собой зеркало, создающее равномерное освещение экрана.

Пусть OA (рис. VI.19) — сечение отражающей поверхности зеркала; F — его фокус; $\mathcal{O}_0$ — точка экрана на оси; u — угол луча с осью; $HA = h_1$ — высота точки пересечения луча с поверхностью зеркала; $\mathcal{O}_0B = h_2$ — высота точки пересечения луча с плоскостью экрана. Тогда

$$h_1 = (f' - a) \operatorname{tg} u,$$

где с достаточной точностью можно принять $a = \frac{h_1^2}{4f'}$.

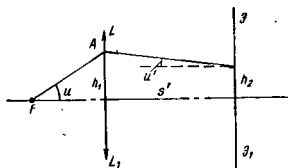


Рис. VI.18

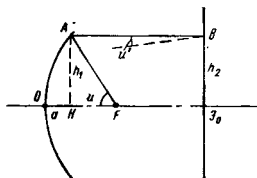


Рис. VI.19

Предположим, что поверхность зеркала 2-го порядка и определяется формулой

$$h^2 = 2rx - (1 - e^2) x^2,$$

где $x = a$ — отрезок OH ; r — радиус кривизны зеркала в точке O . Из теории аббераций 3-го порядка в применении к отражающим поверхностям 2-го порядка имеем

$$u = \frac{1 - e^2}{8} \sin^3 u.$$

Поскольку $x = \frac{h_1^2}{4f'}$ (с точностью до членов высшего порядка), получаем

$$h_1 = f' \left(1 + \frac{1}{4} \sin^2 u \right) \sin u = f' \sin u + \frac{f'}{4} \sin^3 u.$$

С другой стороны, $h_2 = h_1 - x'u'$. С точностью до членов 3-го порядка малости

$$h_2 = f' \sin u \left(1 + \frac{1}{4} \sin^2 u \right) - x' \sin^3 u \frac{1 - e^2}{8}.$$

Так как освещенность

$$E = \frac{I \sin u du}{h_2 dh_2},$$

после выполнения элементарных вычислений, удерживая точность, соответствующую теории аббераций 3-го порядка, получаем

$$E = \frac{I}{f'^2 \cos u} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[2 - \frac{x'}{f'} (1 - e^2) \right] \sin^2 u \right\} = \\ = \frac{I}{f'^2} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[1 - \frac{x'}{f'} (1 - e^2) \right] \sin^2 u \right\}. \quad (\text{VI.42})$$

Из формулы для E вытекает, что если $e^2 = 1$, то

$$E = \frac{I}{f'^2} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{h^2}{f'^2} \right),$$

т. е. E не зависит от x' , что очевидно, так как все отраженные от параболического зеркала лучи выходят строго параллельно оси и освещенность E одинакова для всех сечений пучка.

Формулу (VI.42) можно получить другим способом, установив связь между дисторсией на объекте и комой в зрачках.

Пусть $A'B'$ — плоскость экрана для точки M' (рис. VI.20), на которой мы определяем освещенность E ; AB — ее изображение; M — сопряженная с M' точка, находящаяся на расстоянии l от оси.

Обозначим через s и s' абсциссы точек M и M' ; центром вход-

ного зрачка зеркала следует считать фокус S зеркала. Точку M' будем рассматривать как точку пересечения луча, исходящего из точки M , прошедшего через фокус S и отраженного из точки O поверхности зеркала, с плоскостью экрана $A'B'$. Пусть $OH = h$; $HM' = l' = h + \delta g'$, где $\delta g'$ — дисторсия в точке M , равная $-\frac{1}{2} S_V u^3$, причём

$$S_V = \frac{y^3 P^*}{h^2} - 3J \frac{y^2}{h^2} W + J^2 \frac{y}{h} \left(3\Delta \frac{\alpha}{n} + \frac{\Delta \alpha n}{nn'} \right)$$

при $\alpha' = 1$; $n' = 1$; $\beta_1 = 1$, где

$$P^* = \left(\frac{\Delta \alpha}{\Delta v} \right)^2 \Delta \alpha v = e^2 \frac{(\Delta \alpha n)^2}{\Delta n^3}; \quad W = \frac{\Delta \alpha}{\Delta v} \Delta \alpha v;$$

$$J = n' \alpha' l' = l' = -\alpha l + \alpha (s' - f') = f';$$

$$y = \beta f' = f'; \quad h = x' = f' (1 + \alpha).$$

После соответствующих подстановок получается следующее выражение для S_V :

$$S_V = \frac{f'^3}{s'^2} [P^* - 3W + 2(1 + \alpha)].$$

Выражая P^* и W через α , находим

$$\frac{S_V}{f'} = \frac{1}{(1+\alpha)^2} \left\{ \frac{1+\alpha}{4} [(1-\alpha)^2 - (1+\alpha)^2 e^2] - \right. \\ \left. - \frac{3}{2} (1-\alpha^2) + 2 + 2\alpha \right\}.$$

Величина E по-прежнему определяется по формуле

$$E = \frac{I \sin u \, du}{l' \, dl'}.$$

Здесь

$$l' = l'_0 + \delta g'; \quad l'_0 = -\alpha l = \alpha (x' - f') \operatorname{tg} u; \quad \delta g' = -\frac{1}{2} S_V u^2; \quad dl' = \alpha (x' - f') \frac{du}{\cos^2 u} - \frac{3}{2} S_V u^2 du.$$

После вычислений получаем

$$l' \, dl' = \frac{-\alpha^2 (f' - x')^2 \sin u}{\cos^3 u} \left[1 + \frac{2 S_V u^2}{\alpha (f' - x')} \right]$$

и

$$E = \frac{I}{f'^2} \left[1 + \left(\frac{2 S_V}{f'} - \frac{3}{2} \right) u^2 \right].$$

Подставляя в последнее выражение полученную выше формулу для $\frac{S_V}{f'}$, получаем после ряда сокращений

$$E = \frac{I}{f'^2} \left\{ 1 + \frac{1}{2} [\alpha - (1+\alpha) e^2] \right\}$$

или, поскольку $\alpha = \frac{x'}{f'} - 1$,

$$E = \frac{I}{f'^2} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[\frac{x'}{f'} - 1 - \frac{x'}{f'} e^2 \right] u^2 \right\}; \quad (VI.42^*)$$

это результат, практически совпадающий с (VI.42), поскольку $\sin u' \approx u'$.

Условие равномерности освещенности может быть представлено в виде

$$e^2 = 1 - \frac{f'}{x'}.$$

Из формулы (VI.42) для E вытекают следующие выводы.

1. При $x' \rightarrow 0$ $E = \frac{I}{f'^2} \left(1 - \frac{1}{2} u^2 \right)$ и форма зеркала не влияет на результат, так как h_1 не зависит от e в пределах области аберраций 3-х порядков.

2. При $e^2 = 1$ E не зависит от x' и равно

$$E = \frac{I}{f'^2} \left(1 - \frac{1}{2} u^2 \right).$$

Это свойство очевидно, так как все лучи выходят параллельно оси.

Точную формулу для E можно получить следующим образом: для параболической поверхности имеем $h = r \operatorname{tg} \varphi = r \operatorname{tg} \frac{u}{2}$, а следовательно,

$$E = \frac{I \sin u du}{h dh} = \frac{I}{r^2} \cos^4 \frac{u}{2}. \quad (\text{VI.43})$$

В принятом нами приближении эта формула дает

$$E = \frac{I}{r^2} \left(1 - \frac{1}{2} u^2\right). \quad (\text{VI.43}^*)$$

3. При $e^2 \rightarrow 0$ (сферическое зеркало) равномерную освещенность можно получить только при $x' = f'$, т. е. в плоскости, содержащей источник.

Изложенные здесь выводы, полученные на основании теории aberrаций 3-го порядка, верны лишь для сравнительно небольших углов u (до $45-50^\circ$); при больших углах сказывается влияние членов 4-го и более высоких порядков относительно угла u . Это влияние может быть определено только путем непосредственного расчета хода лучей. Для определения изменения величины освещенности с увеличением угла u целесообразно поступать следующим образом.

Пусть S (рис. VI.20) — точечный источник, сила света I которого постоянна по всем направлениям. Рассмотрим световой поток Φ , заключенный в конусе, образованном вращением прямой SM , образующей угол u с осью, вокруг оси OS . Этот поток $\Phi(u)$ равен $\Phi = 2\pi I (1 - \cos u)$. Если луч SM после отражения пересекает плоскость экрана на высоте h , то площадь, освещаемая потоком Φ , равна $2\pi h^2$. Освещенность E экрана равномерна, если h^2 пропорциональна величине $(1 - \cos u) = 2 \sin^2 \frac{u}{2}$. Если на графике по оси абсцисс отложить величины $1 - \cos u$, а по оси ординат — соответствующие значения квадратов высот h^2 , то величина E обратно пропорциональна угловому коэффициенту касательной к кривой в точке $(1 - \cos u, h^2)$. Действительно, как было показано выше, $E = E_0 \frac{d(1 - \cos u')}{dh^2}$, где E_0 — значение E при $u = 0$. Если график представляет собой прямую, освещенность E постоянна. Чем больше угловой коэффициент касательной, тем меньше освещенность, и наоборот.

Приведем для иллюстрации несколько примеров. Исследовались сферические и эллипсоидальные зеркала.

Сферические зеркала выбирались с различными расположениями источника, т. е. с различными значениями величины α : $\alpha = -2$ и $\alpha = -5$. Радиус сферы принимался равным 1000 мм, экран располагался на различных расстояниях x' от вершины зеркала; эти расстояния помечены на кривых (рис. VI.21, а, б).

Для эллипсоидального зеркала принималось $e^2 = 0,5$ и $r = 1000$ мм при источнике, сдвинутом от фокуса на 85 мм. При

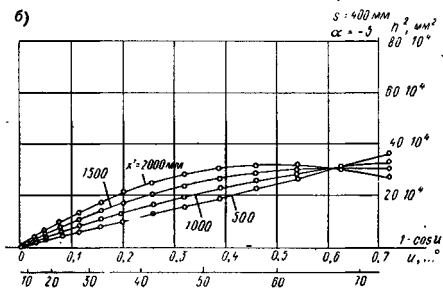
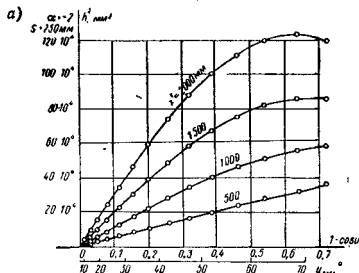


Рис. VI.21

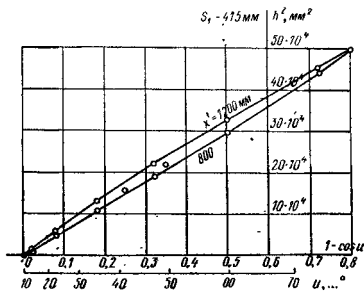


Рис. VI.22

таком положении источника, как это видно из рис. VI.22, равномерность освещенности E близка к идеальной для углов, лежащих в пределах $\pm 70^\circ$. С другой стороны, благодаря смещению источника S относительно фокуса, отраженные от зеркала лучи на краю отверстия почти параллельны оси, так что картина распределения освещенности мало меняется при изменении положения экрана.

4. ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ, СОЗДАЮЩЕ РАВНОМЕРНОЕ ОСВЕЩЕНИЕ

Для научных исследований, связанных с изучением поведения различных объектов в условиях космоса, требуются оптические системы, создающие на площадях большей или меньшей величины значительную освещенность с достаточно большой степенью равномерности. Эти системы должны хорошо имитировать спектральное распределение Солнца, и, как правило, угол расходимости лучей на выходе из системы не должен превышать нескольких градусов.

Разработанные в последние десятилетия мощные ксеноновые и аналогичные им лампы позволяют решить эту задачу, по крайней мере, для освещенностей, превышающих в несколько раз создаваемую Солнцем на Земле, и для площадей в десятки квадратных метров; но высокие требования к равномерности создают значительные трудности при проектировании и изготовлении комплекса источника света — оптической системы.

Требования к источнику света

Определяющим для рациональной конструкции оптической системы (помимо технических условий, относящихся к величине необходимой освещенности, площади, подлежащей освещению, степени равномерности) являются излучающие свойства источника света. Эти свойства могут быть полностью определены следующим образом.

Пусть S — источник света любой формы, который может состоять из нескольких самостоятельных источников, снабженных оптическими системами типа конденсоров, отражательных зеркал или вообще любыми оптическими системами, не обладающими рассеивающими свойствами.

Можно получить наглядное представление о свойствах источника, рассматривая две особых плоскости P : P_1 , находящуюся непосредственно у источника, и P_2 , параллельную первой, на бесконечно большом расстоянии от источника. Направление этих плоскостей следует брать таким, чтобы оно соответствовало наиболее целесообразному (эффективному) направлению использования источника.

Если источник используется перпендикулярно его оси симметрии, как в ксеноновых лампах, выпускаемых в последние годы различными фирмами, то плоскости P надо брать: первую —

параллельно оси симметрии на минимально возможном расстоянии r от оси, вторую — на бесконечности параллельно первой. То же относится к дугам высокой интенсивности, заключенным в цилиндрических кварцевых трубках, и нитям ламп накаливания в виде спиралей, излучающая поверхность которых обладает осью симметрии.

Если перечисленные источники работают в другом режиме, т. е. ось симметрии перпендикулярна освещаемой плоскости, то плоскости P следует брать параллельными последней. В плоскости, расположенной близко к предмету, отражается та картина,

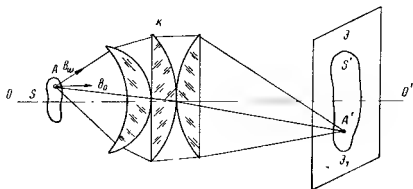


Рис. VI.23

которую видит наблюдатель, находящийся достаточно далеко от источника, а именно распределение по источнику яркостей, направленных на него. Основное значение имеет та картина, которую видит наблюдатель, глаз которого находится на оси, перпендикулярной к освещаемой плоскости. Распределение яркостей B_0 в этой картине является одной из основных характеристик источника; полную характеристику дает только совокупность таких картин распределения, полученных с множества точек наблюдения.

Если изобразить источник S широкоапертурным безабберационным конденсором K (рис. VI.23) и поставить экран $ЭЭ_1$ в плоскость изображения S' , освещенность изображения A' некоторой точки источника A не будет строго пропорциональна яркостям $B_0(A)$ в соответствующих точках источника, так как освещенность E определяется не только яркостями B_0 , направленными вдоль оси OO' , но также и всеми остальными, например яркостью B_ω , направленной под углом ω к оси.

Рассмотрим плоскость P_2 , находящуюся на бесконечном расстоянии или на таком расстоянии, что весь источник S действует как одно целое, т. е. как точка. В этой плоскости можно наблюдать и измерять распределение освещенности $E_2(y, z)$, где y и z — координаты точки M плоскости P_2 , в которой производится наблюдение. Освещенности E_2 соответствует сила света I в направлении M , равная $I_M = \frac{r_2^2 E_2}{\cos i}$, где r_2 — расстояние

от источника S до точки M ; i — угол между лучом и нормалью к плоскости P_2 .

Распределение силы света по направлениям, или вторая характеристика, содержится полностью в первой, но переход от первой характеристики ко второй довольно сложен. Вторая характеристика, как правило, является самой существенной в определении пригодности того или иного источника для осуществления равномерного освещения.

Предположим, что излучающие свойства источника в том смысле, в котором они были выше определены, известны. Можно ли их заменить введением на пути оптической системы?

Идеальные оптические системы, обладающие осью симметрии, могут осуществить лишь изменение масштаба; любое плоское сечение пучка лучей, излучаемых источником, изображается по правилам подобия, и относительное распределение освещенностей в изображении этого произвольного сечения остается таким же, как в самом сечении. Поэтому нельзя с помощью оптических систем добиться равномерного распределения, если такого нет в каком-нибудь (пусть даже и в косом) сечении пучка.

Наличие аберраций в оптических системах в какой-то степени изменяет распределение, несколько сглаживая неровности; но поскольку аберрации весьма растут от центра к краям, эффект «сглаживания» сказывается всегда сильнее на краях поля, чем в центре.

Для оптических систем, не имеющих оси симметрии, но состоящих из обычных сферических или более сложных, но плавных поверхностей, картины распределения «изображений» произвольных сечений излучаемого источником пучка могут быть сильно искажены и аберрационные явления принимают более сложный вид, но такие системы на практике не применяются из-за трудностей изготовления.

Исключение следует делать для цилиндрических поверхностей, которые могут оказать большую пользу, когда источник света состоит из длинных, узких, прямолинейных светящихся трубок, имеющих в настоящее время большое распространение благодаря значительным мощностям.

Из ограниченности возможностей оптических систем вытекает существенное значение энергетического строения излучаемых источником пучков. Только такие пучки могут быть использованы, у которых на каком-то сечении освещенность близка к постоянной; в противоположном случае приходится для восстановления равномерности прибегать к приемам, ведущим всегда к потере энергии (ограничение апертуры пучков, применение рассеивателей и т. д.).

Нахождение наилучшего, т. е. наиболее однородного, сечения (с минимальными отклонениями от средней освещенности) при строгом соблюдении равномерности освещенности представляет собой весьма сложную задачу. Для этого надо в точности

знать структуру светового поля, рассчитать во многих точках сечения p_k по формуле $E = \int B \cos i_2 d\Omega$, где i_2 — угол луча яркости B с нормалью к элементу ds , для которого вычисляется освещенность E и затем повторить эти расчеты для достаточно большого числа сечений $p_1, p_2, \dots, p_q$. На практике приходится идти на ряд упрощений. Реальный источник можно заменить фиктивным более простой формы, сохранив те его особенности, которые могут иметь значение для решения поставленной задачи (резкие скачки яркости); то же следует проделать с кривой силы света, и здесь следует учесть скачки последней, так как они могут оказаться причиной появления областей значительной неравномерности.

Указанные приемы вполне приемлемы для малых осветителей, питаемых одним единственным источником света, например ксеноновой лампой высокого давления с вертикальным расположением электродов. Впрочем, большинство источников, применяемых для рассматриваемых осветителей, в любом сечении создает освещенности, уменьшающиеся от центра к краям, поэтому ни в одном из этих сечений равномерной освещенности получить нельзя. Наиболее медленное и плавное падение происходит на бесконечности; по этой причине наиболее рациональной для получения равномерной освещенности является схема Кёлера (рис. VI.24), согласно которой источник света S освещает выходной лучок конденсора KK_1 , а проекционная линза LL_1 , внутри которой образуется изображение источника S , изображает KK_1 на экран $\mathcal{E}\mathcal{E}_1$. Освещенность E экрана падает от центра $\mathcal{E}_0$ к краям $\mathcal{E}$ и $\mathcal{E}_1$ по трем причинам:

- 1) сила света источника S падает с увеличением апертурного угла ω ;
- 2) оптические пути от точки S до края экрана длиннее, чем пути до центра $\mathcal{E}_0$;
- 3) наклоны ω и ω' лучей уменьшают освещенность согласно закону косинусов.

Можно введением надлежащим образом рассчитанной комы конденсора KK_1 компенсировать указанные в пунктах 1—3 потери при условии, что уменьшение силы света I источника происходит симметрично по отношению к оси OO' и достаточно медленно и плавно.

Рассмотрим теперь случай (трудно осуществляемый на практике), когда электроды ксеноновой лампы расположены вдоль оси излучения. Близко к источнику распределение яркостей,

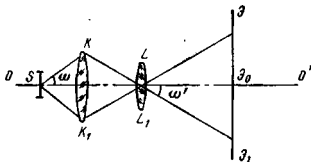


Рис. VI.24

направленных вдоль оси, меняется плавно и, если исключить ближайшую окрестность осевой точки, уменьшается от центра к краям; сила света, наоборот, увеличивается от центра к краям. Поэтому есть основание предположить, что в некотором сечении, расположенном недалеко от источника, освещенность на некотором протяжении остается постоянной. Это сечение и следует проектировать на экран, чтобы добиться равномерной освещенности, учитывая при этом закон косинусов и другие возможные причины нарушения равномерности.

Было бы желательно разработать такую конструкцию ксеноновых или других ламп, которая могла бы обеспечить хорошую равномерность без потери мощности, т. е. без исключения края апертуры излучаемого источника пучка.

Системы, содержащие больше одного источника

Наличие нескольких источников, одинаковых или различных, вместо одного неминуемо усложняет задачу получения равномерного освещения из-за больших скачков яркости при переходе

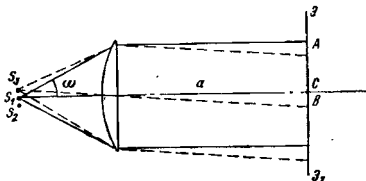


Рис. VI.25

от светящихся участков к темным. Это создает чрезвычайно неоднородное световое поле, которое лишь на весьма больших расстояниях от источников приближается к равномерному.

Существуют по крайней мере две категории осветительных систем, содержащих несколько источников: в первой — оптическая система является общей для всех источников; во второй — каждому источнику соответствует своя оптическая система.

Может быть и промежуточная категория, когда имеются две-три оптические системы, каждая из которых преобразует пучки, излучаемые несколькими источниками. Однако третья категория не требует особого изучения: она является простой комбинацией первых двух.

Осветительные системы, состоящие из нескольких источников и общей оптической системы. Простейшая схема этой группы представлена на рис. VI.25. В фокальной плоскости линзы L (или зеркала M) размещено несколько источников $S_1, S_2, S_3, \dots$. Линза L образует их изображения на бесконечности: эти изобра-

жения обладают угловым диаметром $\frac{d}{f}$, где d — диаметр источника; f — фокусное расстояние линзы; они освещают экран ЭЭ₁, находящийся на расстоянии a от линзы. В первом приближении, если источники $S_1, \dots, S_n$ расположены близко от оси и экран ЭЭ₁ стоит не очень далеко от линзы L , освещенность E всех точек экрана, за исключением крайних, одинакова, так как она равна сумме освещенностей $E_1, E_2, \dots$, вызываемых источниками $S_1, S_2, \dots$, и экран освещен равномерно.

Однако так происходит только в первом приближении. Три причины нарушают равномерность.

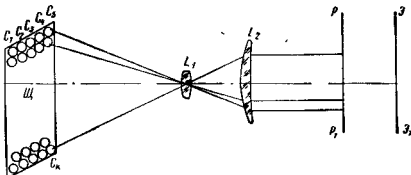


Рис. VI.26

1. Изменение силы света источников с апертурным углом ω .
2. Кома линзы L , которая, как доказано на стр. 450, изменяет угловые размеры изображений источников S по-разному в зависимости от расстояния точки A или B до центра экрана S .
3. Источники света вследствие размеров ламп должны быть расставлены друг от друга; они отстоят от оси на некотором, иногда довольно значительном, расстоянии; это вызывает появление комы в пучках, отраженных от рефлектора, и равномерность, которая могла быть осуществлена при осевом положении источника, нарушается. Это нарушение может оказаться очень ощутимым при больших габаритах светильников. Оно может быть исправлено симметричным относительно оси расположением источников при условии, что последние обладают одинаковыми световыми характеристиками, так как в этом случае происходит взаимная компенсация отступлений от равномерности освещения. При этом число источников не должно превышать нескольких единиц: при больших отступлениях компенсация может оказаться недостаточной.

Осветительные системы, состоящие из большого числа источников и общей оптической системы. В этой группе источники располагаются на щите; излучаемые от них световые потоки отражаются от параболических отражателей (это позволяет использовать до 40% излучаемой энергии; с помощью контротражателей можно еще увеличить коэффициент использования) и направляются на кварцевую линзу L_1 (рис. VI.26), на которой образуются изображения всех источников. Эта линза находится в передней

фокальной плоскости оптической линзы L_2 , изображающей в бесконечности картину, образованную на линзе L_1 . Линзы L_1 и L_2 совместно изображают щит Π на плоскость PP_1 , находящуюся на некотором небольшом расстоянии от экрана $\mathcal{E}\mathcal{E}_1$.

Рассмотрим более подробно пучок, выходящий из системы L_1L_2 . На бесконечности находится изображение некоторого усредненного источника света (например, дуги ксеноновой лампы) — результат сложения изображений всех ламп параболическими рефлекторами светильников $C_1, C_2, \dots, C_k$. В плоскости PP_1 образуются изображения освещенных лампами рефлекторов (точнее, какой-то плоскости, перпендикулярной оси, например передней стенки щита). Эти изображения в предположении идеальной системы L_1L_2 имеют сложную структуру, обуславливаемую в основном четырьмя причинами:

- 1) поверхность каждого рефлектора отражает свет неравномерно по всей площади, так как сила света источника сильно зависит от направления излучения; например, ксеноновые лампы при вертикальном положении трубки не освещают ни верхней, ни нижней части зеркал;

- 2) свет, отраженный рефлекторами, местами заслоняется деталями их конструкции;

- 3) промежутки, отделяющие друг от друга светильники, света не излучают;

- 4) аберрации оптической системы L_1L_2 размывают картину.

Однако следует отметить обстоятельство, которое дает возможность, жертвуя небольшой частью световой энергии, добиться хорошей равномерности освещенности плоскости PP_1 и стоящих за ней, в частности плоскости экрана $\mathcal{E}\mathcal{E}_1$. Если все светильники одинаковы по форме и стоят на равных расстояниях друг от друга как в вертикальном, так и в горизонтальном направлении, то распределение световой энергии в плоскости PP_1 носит двоякопериодический характер (в обоих указанных направлениях); при этом должно соблюдаться условие, чтобы при переходе от одного светильника к следующему аберрации системы L_1L_2 оставались постоянными, что всегда происходит, когда число светильников велико. Кроме того, необходимо, чтобы потоки, излучаемые всеми светильниками, были равны. Указанное свойство сохраняется и на плоскости экрана $\mathcal{E}\mathcal{E}_1$, на котором вследствие размывания картины распределения освещенности из-за дефокусировки скачки освещенности становятся меньше, чем в плоскости PP_1 ; таким образом, возможность уравнивать распределение на экране тем же способом, что для плоскости PP_1 (введением рассеивателя), остается и решение задачи облегчается благодаря уменьшению колебаний освещенности.

Следует подчеркнуть, что строение сложного пучка, излучаемого всеми светильниками, таково, что теоретически невозможно ни в одном сечении этого пучка добиться равномерной освещенности: в одном конце (плоскость PP_1) распределение освещенно-

стей скачкообразное; на другом конце, в бесконечности, получается изображение самого источника, например дурн ксеионовой лампы, несколько смазанное аберрациями параболических зеркал, обладающее плавно изменяющимся распределением световой энергии без резких скачков. Поэтому лишь рассеяние в небольшом угле может привести к желаемому результату.

Для больших площадей освещения линзы мало применимы (хотя можно их составить из большого числа небольших элементов); предпочтительнее отражательные системы, причем обязательно в виде комбинации двух зеркал: при одном зеркале щит заслоняет отраженный от него свет.

Так как при этом центральная часть пучка лучей заслоняется первым (малым) зеркалом, центр экрана не освещается. Однако можно составлять схемы, при которых освещен весь экран; в этом случае неизбежно применение линз, небольших по сравнению с размерами зеркал.

Системы такого типа в отличие от рассмотренных выше обладают следующими преимуществами:

1) большая мощность, позволяющая использовать любое число источников;

2) возможность работать отдельными секциями: если подлежащая облучению площадка невелика, можно включить лишь часть светильников, действующих на эту площадку.

К недостаткам таких систем относятся:

1) большая сложность оптической системы;

2) меньшая степень равномерности и трудности при осуществлении последней, поскольку ее могут нарушать: неодинаковость потоков, излучаемых светильниками, которая приводит к неравенству освещенностей на экране; плохое качество изготовления параболических зеркал или плохая центровка источников света относительно их оси, что сдвигает максимум освещенности в сторону и нарушает периодичность распределения освещенности.

Таким образом, для хорошей работы системы этого типа требуется ряд мер предосторожности: автоматическая регулировка светового потока светильников, контроль юстировки ламп, строгие допуски на качество изготовления.

Составные осветительные системы. Под составной осветительной системой мы будем понимать совокупность одинаковых, рядом расположенных осветителей, состоящих каждый из источника света и оптической системы, причем каждый осветитель освещает только свою площадку на общем экране.

Простейшая система этой группы может быть составлена из элементов, состоящих из источника и простой линзы: на небольшом расстоянии от последней расположен экран; можно также применить схему Кёлера (см. рис. VI.24). Обе эти схемы позволяют получить на определенном расстоянии от системы высокую степень равномерности. Однако на стыках полей, образованных

каждым отдельным элементом системы, происходит наложение световых потоков друг на друга, что вызывает резкие скачки освещенности. С этим явлением можно бороться, управляя поведением пучков на их границе.

Рассмотрим сначала схему на рис. VI.27, состоящую из источника S и оптической системы L , и предположим, что изложенные выше меры для получения равномерного освещения экрана $\mathcal{E}_1$ осуществлены. Внутри каких-то границ AA' , которые могут быть определены расчетом, если известны все характеристики излучения источника S и конструктивные элементы линзы (оптической системы) L , освещенность экрана постоянна; но за пределы точек A

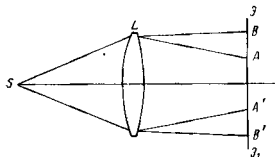


Рис. VI.27

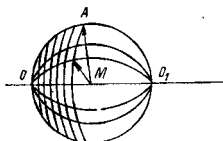


Рис. VI.28

и A' начинается медленное убывание ее, пока в точках BB' она не обращается в нуль. Закон убывания может быть рассчитан на основании данных характеристики источника. Оправам линз L целесообразно дать форму квадрата или шестиугольника. Изменением расстояния от источника до линзы или от линзы до экрана можно добиться минимального колебания освещенности при переходе от поля одного элемента к полю другого.

В схеме Кёлера на экран $\mathcal{E}_1$ проектируется оправа конденсора KK_1 (см. рис. VI.24), которой также следует придать вид квадрата или правильного шестиугольника. Но если создать определенную дефокусировку в зависимости от характеристик источника, то можно довести колебания освещенности на стыке двух соседних изображений до достаточно малых, практически незаметных величин.

Поскольку эти вопросы не освещены в литературе и в общем виде не могут быть решены, приходится каждый встречающийся случай рассматривать отдельно, изучая влияние каждого параметра на распределение освещенности по экрану. Напомним, что вычисление освещенности на каком-нибудь элементе M пространства, например на экране, производится на основании формулы

$$E = \int_{\Omega} B \cos i \, d\Omega,$$

где i — угол луча с нормалью к элементу M .

Из точки M описывают сферу единичного радиуса (рис. VI. 28). Ее поверхность делят на большое число равновеликих площадок

следующим образом. Радиус сферы OM разделяют на q равных отрезков, например на 10; через каждую точку проводят сечение, перпендикулярное оси. Все площадки, ограниченные двумя соседними сечениями, одинаковы. Через ось OO_1 проводят n плоскостей, образующих с меридиональной плоскостью OAO_1 углы $\varphi = k \frac{360^\circ}{n}$. Через все qn точек пересечения плоскостей с окружностями проводят лучи, исходящие из элемента M . После прохождения через оптическую систему эти лучи пересекают какую-нибудь плоскость, для точек которой известно распределение светового поля; зная координаты точек пересечения луча с этой плоскостью и направление луча, можно определить яркость B и угол i , что позволяет вычислить интеграл

$$E = \int_{\Omega} B \cos i d\Omega.$$

Этот расчет обычно выполняют в два этапа: сначала определяют примерно область Ω , внутри которой лучи, исходящие из элемента M , попадают на источник; затем область Ω разделяют указанным выше способом на более мелкие телесные углы.

Дополнительным средством для уравнивания скачков могут служить некоторые приемы рассеяния. В первой схеме, каждый элемент которой содержит одну линзу, соприкасающиеся части линз (зеркал) могут быть сделаны матированными, что должно вызывать определенное рассеяние. По-видимому, расчет таких деформаций представляет серьезные затруднения и экспериментальные методы здесь предпочтительнее. В схеме Кёлера можно воздействовать на распределение света у стыков небольшими волнообразными деформациями проекционных линз.

5. ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ РАВНОМЕРНОСТИ СВЯЗИ СВЕТА ВНУТРИ ОТЛИЧНЫХ ОТ НУЛЯ ТЕЛЕСНЫХ УГЛОВ ВРИ ТЯЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКАХ

Точечные источники, находящиеся в фокусе оптических систем, создают параллельные или слегка расходящиеся вследствие аберраций пучки. При реальных источниках, обладающих отличными от нуля размерами, угол расхождения пучков зависит от размеров источника и распределения в нем яркостей. Поскольку практически не существует источников света с равномерным распределением яркости, трудно осуществить с помощью оптической системы обычного типа (зеркала, комбинации центрированных линз) равномерное распределение силы света в телесном угле конечных размеров, чего иногда требуют задачи осветительной техники. Если точечный источник вывести из фокуса, то световой пучок расходится, но в общем случае неравномерно. Однако при некоторых условиях можно добиться равномерной силы света после преломления (или отражения) пучка от оптической системы, если только эррччч системы работает всей своей площадью (без центрального виньетирования).

Рассмотрим формулу (VI.35), выражающую освещенность E экрана ЭЭ', находящегося на расстоянии x' от системы, как функцию от $\sin u$ (или $\sin u'$):

$$E = \frac{I(u) \alpha^2}{(x' - s')^2} \frac{\cos u'^4}{\cos u} (1 + 4\eta), \quad (\text{VI.35}^*)$$

где $I(u)$ — сила света в направлении, составляющем угол u с осью. От освещенности E легко перейти к силе света I в направлении u' , замечая, что $I(u') = \frac{Er^2}{\cos u'}$, где r — расстояние по лучу от системы до экрана, так как $r = \frac{x' - s'}{\cos u'}$. Для сил света $I(u')$ получаем

$$I(u') = I(u) \alpha^2 \frac{\cos u'}{\cos u} (1 + 4\eta). \quad (\text{VI.44})$$

Величина $\eta = \frac{\delta s'}{x' - s'} + \delta_s$ вследствие того, что $x' = \infty$, равна δ_s . Таким образом,

$$I(u') = I(u) \alpha^2 \frac{\cos u'}{\cos u} (1 + 4\delta_s).$$

Напомним, что величина $\delta_s = \frac{\alpha' \sin u}{\alpha \sin u'} - 1$ по теории аберраций 3-го порядка равна выражению (II.124) из [6]:

$$\delta_s = \frac{1}{2\alpha'J} (\beta' S_I - \alpha' S_{II}) \sin^2 u'.$$

Но, поскольку $\beta' = 0$, $\delta_s = -\frac{S_{II}}{2J} \sin^2 u'$, если $\alpha' = 1$, $\beta_I = 1$. Так как по формуле (III.7) из [6] $S_{II} = yP^* - JW$, при $\alpha' = 1$ получим

$$\delta_s = \frac{1}{2} \left(\frac{P^*}{n_1} + W \right) \sin^2 u', \quad (\text{VI.45})$$

где

$$P^* = \sum \left(\frac{\Delta \alpha}{\Delta v} \right)^2 \Delta \alpha v - \sum e^2 \frac{(\Delta \alpha)^2}{(\Delta n)^2};$$

$$W = \sum \left(\frac{\Delta \alpha}{\Delta v} \right) \Delta \alpha v.$$

Как было показано выше (стр. 452), для случая зеркальной поверхности 2-го порядка величина η в общем виде ($x' \neq \infty$) выражается следующим образом:

$$\eta = \frac{(1 + \alpha)^2}{8} \left\{ 1 - \alpha + (\alpha + 1)e^2 - \frac{f'}{x' - s'} \times \right.$$

$$\left. \times [(1 - \alpha)^2 - e^2(1 + \alpha)^2] \right\} u'^2.$$

В рассматриваемом нами случае $x' - s' \rightarrow \infty$, поэтому

$$1 + 4\eta = 1 + \frac{(1+\alpha)^2}{2} [1 - \alpha + (\alpha + 1)e^2] u'^2. \quad (\text{VI.46})$$

Кроме того,

$$\frac{\cos u'}{\cos u} = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 u' + \frac{1}{2} \sin^2 u = 1 + \frac{1}{2} \sin^2 u' (\alpha^2 - 1);$$

следовательно,

$$I = I(u) \alpha^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2} (\alpha + 1) [\alpha (1 - \alpha) + (1 + \alpha)^2 e^2] \sin^2 u' \right\} \quad (\text{VI.47})$$

и условие постоянства силы света может быть записано в виде

$$e^2 = \frac{\alpha(\alpha - 1)}{(1 + \alpha)^2}. \quad (\text{VI.48})$$

В некоторых группах рефлекторов и иных осветительных систем по конструктивным соображениям (обычно связанным с габаритами) или из-за наличия контротражателя, центральная (осевая) часть световых пучков затенена; другими словами, входной (и выходной) зрачок этих систем не является сплошным, а центральная часть его не работает.

В этом случае указанный выше прием дефокусировки, т. е. смещения источника с фокуса системы, неприменим: невозможно добиться равномерной освещенности на далеком экране или силы света в заданном телесном угле, если последний отличен от нуля, и приходится прибегать к другим приемам, основанным на разделении системы (обычно зеркала) на большое число отдельных рассеивающих элементов, каждый из которых создает нужный угол рассеяния около общей оси системы. Эти элементы представляют собой небольшие сферические или плоские отражатели; они располагаются таким образом, что их центры (или вершины) касательны к общей параболической поверхности, в фокусе которой помещается точечный источник; таким образом, лучи, отраженные от центров (вершин) элементов, параллельны оси симметрии зеркала, а остальные лучи рассеиваются равномерно около этой оси.

В качестве иллюстрации приведем два примера рефлекторов, создающих требуемую картину равномерного распределения силы света в определенном телесном угле.

1. Факетное зеркало, состоящее из плоских элементов, размеры которых подбираются таким образом, чтобы они были видны из фокуса парабоида под заданным телесным углом Ω . Форма их должна быть такова, чтобы между ними не было пустых (нерабочих) промежутков. Наиболее пригодные фигуры для них — трапеции, шестиугольники. Изготовление таких факетных зеркал

представляет большие затруднения, но, по-видимому, является наиболее действенным способом добиться искомого результата.

2. Параболоидальное зеркало из достаточно тонкого металла, на которое с помощью инструмента со сферическим наконечником наносится через регулярные промежутки ямки равной глубины, заполняющие всю рабочую площадь параболоида без перекрытий (насколько это возможно). Каждая ямка должна вызывать рассеяние лучей в заданном телесном угле Ω , для чего должно соблюдаться приближенное условие $\frac{2D}{r} : 2\omega$, где D — диаметр отверстия ямки; r — ее радиус кривизны; 2ω — плоский угол рассеяния. Следует избежать как наличия промежутков между ямками (они увеличивают осевую силу света), так и взаимного перекрытия ямок (оно уменьшает угол рассеяния).

Факетные и параболоидальные зеркала вследствие неизбежных погрешностей изготовления не могут обеспечить большой точности ни в отношении равномерности силы света внутри действующего конуса лучей, ни в отношении соблюдения границ освещаемого телесного угла; впрочем, особой точности в соблюдении этих величин обычно и не требуется.

6. РАССЕИВАТЕЛИ

Оптическое рассеиватель и его элементов

Осветительные системы со множеством источников света, расположенных на щите, принципиально не могут создавать равномерного освещения, по крайней мере без дополнительных приспособлений. Наиболее действенный способ добиться равномерности заключается в использовании одной дополнительной детали в оптической системе осветителя, а именно рассеивателя, назначение которого состоит в том, чтобы на некотором (по возможности небольшом) протяжении перемешивать световые потоки, освещающие экран.

Рассеиватель состоит из множества одинаковых, малых по сравнению с общей площадью преломляющих элементов. Каждый элемент создает некую картину рассеяния, зависящую только от его формы (не от размеров).

Клин с преломляющим углом α отклоняет лучи, падающие на него, на угол $(n - 1)\alpha$ в направлении, перпендикулярном ребру клина; после системы линз L_1, L_2 лучи перемещаются на величину $f'(n - 1)\alpha$, где f' — фокусное расстояние системы; n — показатель преломления среды рассеивателя; при этом перемещение происходит в плоскости, перпендикулярной ребру клина. Цилиндрическая канавка со сферическим профилем, расположенная вертикально, создает в горизонтальном направлении равномерное рассеяние по длине $l = \frac{f'(n - 1)D}{2r}$, где D — ширина канавки; r — радиус кривизны ее сечения. Конус

с круглым основанием и углом у вершины $(\pi - 2\alpha)$ вызывает рассеяние по окружности, радиус которой R равен $f(n-1)\alpha$. Линза с круглым основанием и радиусом r вызывает равномерное рассеяние внутри круга радиусом $R = \frac{f'(n-1)D}{2r}$; если линза ограничена прямоугольной оправой, рассеяние будет также ограничено прямоугольником.

Действие любого элемента или множества одинаковых элементов может быть экспериментально определено (и такая проверка должна обязательно выполняться) с помощью установки (рис. VI.29), которая состоит из помещаемого в фокусе объектива K_1 по возможности малого источника S , второго объектива K_2 и экрана $\mathcal{E}$, расположенного в его фокальной плоскости. Испытуемый рассеиватель P ставят перпендикулярно общей оси системы K_1K_2 между объективами и на экране наблюдают картину действия рассеивателя. Измерение освещенности в различных точках фигуры на экране $\mathcal{E}$ позволит проверить правильность изготовления рассеивателя, а также узнать его действие при включении в общую схему.

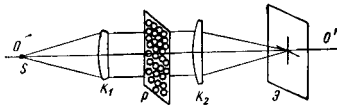


Рис. VI.29

Кроме перечисленных вариантов возможны и другие, например комбинация двух групп канавок: одна вертикального направления, другая — горизонтального с тем же или другим значением радиуса кривизны прямого сечения канавки. Любопытно, что эффект сложения двух взаимно перпендикулярных систем канавок зависит от того, нанесены ли они на одной стороне плоскопараллельной пластинки (причем все канавки касаются одной плоскости, общей для всех канавок и параллельной образующим обеих систем) или на разных сторонах.

В первом случае на экране описанной выше установки появляется крест с постепенно уменьшающейся от центра перекрестия к краям освещенностью ветвей. Во втором случае независимо от расстояния, отделяющего две системы канавок, на экране образуется равномерно освещенный прямоугольник, длина сторон которого пропорциональна углу рассеяния, создаваемого той или другой системой. Эти результаты могут быть легко проверены расчетом.

Расчет рассеивателя и осветительной системы с множеством источников

Выбор расположения рассеивателя. Рассмотрим подробнее схему расположения узлов осветительной системы, оснащенной большим числом светильников (рис. VI.30).

К щиту $\mathcal{W}\mathcal{W}_1$ прикреплены все светильники, участвующие в освещении экрана $\mathcal{E}\mathcal{E}_1$. Все светильники должны быть одинаковы, излучать равные потоки и располагаться так, чтобы их центры н в вертикальном, и в горизонтальном направлении находились на равных расстояниях p и p_1 друг от друга. Входные зрачки (т. е. круги, ограничивающие отверстия зеркала) лежат в некоторой плоскости PP_1 . Оптическая система L_1L_2 изображает эту плоскость на плоскость $P'P'_1$; вследствие aberrаций системы L_1L_2 эти изображения искажены. Еще больше размыты из-за расфокусировки изображения зрачков в плоскости экрана $\mathcal{E}\mathcal{E}_1$, особенно на его краях, но все же колебания освещенности, особенно в середине экрана, где aberrации малы, достаточно велики.

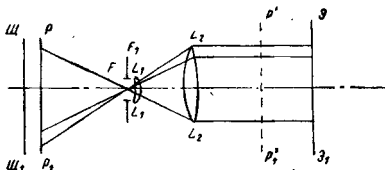


Рис. VI.30

В переднем фокусе F системы L_1L_2 концентрируются изображения источников света, образуемые параболоидальными зеркалами, и оптическая система их отбрасывает на бесконечность. Поэтому, если рассеиватель находится в фокальной плоскости FF_1 , любой его элемент создает смещение лучей параллельно самим себе; фигура рассеивания определяется, как указано выше (см. рис. VI.29 и текст на стр. 473).

Действие рассеивателя. По фигуре рассеивания, т. е. по распределению освещенности на экране установки, или из расчета можно определить результат действия рассеивателя на распределение освещенности на экране $\mathcal{E}\mathcal{E}_1$.

Пусть известны зависимость освещенности E от координат y и z точки на зеркале, а также распределение на экране установки (рис. VI.27) коэффициента пропускания K , пропорционального освещенности на этом экране и являющегося функцией координат y и z , выраженных в тех же единицах (в том же масштабе), что y и z . В результате действия рассеивателя освещенность E в каждой точке экрана осветительной системы получается как результат перемешивания всех освещенностей внутри некоторого контура C , ограничивающего действие рассеивателя. Тогда усредненная освещенность в точке E_a с координатами $\bar{y}$ и $\bar{z}$ определяется формулой

$$E_c = \int_C E(y, z) K(y - \bar{y}, z - \bar{z}) dy dz, \quad (\text{VI.49})$$

если коэффициент K нормирован согласно условию

$$\int_C K dy dz = 1.$$

Практический интерес представляют только те рассеиватели, для которых коэффициент K постоянен. Для них формула (VI.49) упрощается и принимает вид

$$E_C = \frac{1}{S} \int_C E(y, z) dy dz, \quad (\text{VI.49}^*)$$

где $S = \int_C dy dz$ — площадь, ограниченная контуром C .

Фактически расчет усредненной освещенности E_C ведется следующим образом. Рассчитывается ход большого числа лучей, идущих из различных точек источника на отражатели и оптическую систему; расстояние между лучами вычисляется так, чтобы каждому элементу площади, ограниченному четырьмя лучами, соответствовал одинаковый поток; при этом освещенность в любом месте экрана определяется числом лучей, падающих на одну и ту же площадь. Усреднение, вызванное рассеивателем, определяется простейшим образом — числом точек пересечения лучей, заключающихся в фигуре рассеяния, создаваемой рассеивателем.

Рассеиватель из цилиндрических элементов. Для того чтобы выбрать наиболее рациональную форму элементов рассеивателя, необходимо учесть их возможности в отношении уравнивания освещенности и трудоемкость процесса их изготовления.

Наиболее просто осуществляются рассеиватели, состоящие из одинаковых цилиндрических канавок, расположенных параллельно друг другу. Такие рассеиватели усредняют освещенности в каком-нибудь определенном направлении, перпендикулярном направлению канавок. Они принесут пользу, если выполнены два условия.

1. Распределение освещенностей в одном направлении должно носить периодический характер. Тогда, если длина прямой рассеяния, вызываемого канавками, равна периоду, то вдоль направлений прямой обеспечивается постоянство усредненной освещенности. Это можно доказать следующим образом. Не нарушая общности, будем считать, что канавки горизонтальны и создают равномерное рассеяние в направлении y . В этом направлении освещенность E меняется периодически; это значит, что можно написать для нее выражение

$$E = E_0 + A \sin \frac{2\pi}{a} y + B \sin \frac{4\pi}{a} y + \dots,$$

где a — период колебания E .

Рассеиватель усредняет все значения E в периоде a согласно формуле

$$E_{\text{ср}} = \frac{1}{a} \int_{y_0}^{y_0 + a} \left(E_0 + A \sin \frac{2\pi y}{a} + B \sin \frac{4\pi y}{a} + \dots \right) dy = E_0.$$

Таким образом, результат не зависит от начала отсчета y_0 и усредненная освещенность вдоль вертикальных линий постоянна и равна E_0 .

2. Световые потоки, проходящие через достаточно узкие полосы длины, равной периоду, должны быть постоянны при перемещении полосы перпендикулярно рассматриваемому направлению.

Первое условие выполняется почти автоматически, поскольку с многих точек зрения выгодно, чтобы все светильники были одинаковы, располагались ближе друг к другу и на равных расстояниях друг от друга в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Второе условие может быть выполнено при надлежащем выборе положения плоскости изображения щита. Это положение зависит от оптической силы линзы L_1 и конструкции системы, обладающей аберрациями, которые обеспечивают необходимое распределение света.

Аберрации, с одной стороны, благодаря размазыванию изображений зрачков уменьшают амплитуду колебаний освещенности на экране, но, с другой стороны, нарушают постоянство интервалов между центрами этих изображений, т. е. периодичность. Однако вместе с изменением интервалов меняется примерно в том же отношении величина угла рассеяния рассеивателя (так как система $L_1 L_2$ действует одинаково на обе рассматриваемые волны).

Таким образом, применение рассеивателя из параллельных канавок при простоте изготовления может дать хорошие результаты, но требует тщательного расчета с учетом всех характеристик источников света.

Недостатком этого типа рассеивателя является его чувствительность к неправильной центрировке лампы относительно оси светильника и к отступлению от правильной формы отражателей (подробно см. стр. 481 и далее).

Естественно ставить вопрос о включении второй группы канавок, перпендикулярных первой группе. В каких случаях это может оказаться полезным и в каких — вредным?

Рассмотрим следующий пример, близкий к реальному, но несколько упрощенный для наглядности. Допустим, что на экране мы видим следующую картину (рис. VI.31). От шести светильников получаются шесть пятен с центрами $O_1, O_2, \dots, O_6$, расположенных на углах прямоугольников со сторонами a и b на равных расстояниях друг от друга. Предположим, что рас-

пределение освещенности в пятнах близко к равномерному. Пусть рассеиватель создает тонкую равномерную полосу рассеяния длиной a , равной расстоянию между ближайшими в вертикальном направлении центрами, например O_1O_3 или O_2O_4 . Как было показано выше, по оси y освещенность постоянна и равна E_0 ; в общем случае она зависит от горизонтальной координаты z , но, управляя некоторыми указанными выше конструктивными параметрами, можно добиться, чтобы $E_0(z)$ менялась мало. Очевидно, что по оси O_1O_3 усредненная освещенность максимальна,

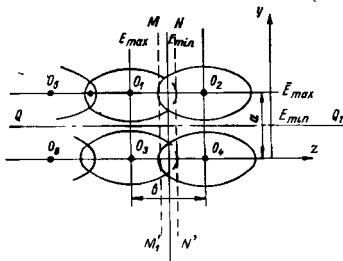


Рис. VI.31



Рис. VI.32

постоянна, но она медленно убывает при приближении к вертикали MM' , вследствие наложения пятен остается почти постоянной между вертикалями MM' и NN' и медленно растет до вертикали O_2O_4 . Колебания малы.

В направлении, перпендикулярном O_1O_2 , получается совсем другая картина: по оси O_1O_2 имеет место значительный максимум; $E_{\text{ср}}$ быстро уменьшается и при приближении к QQ' становится равной нулю.

Определим теперь среднюю освещенность E^* в точке Q_1 на оси O_1O_2 . Обозначим через E_{max} освещенность вдоль вертикали O_1O_3 , наибольшую среди всех вертикальных; через E_{min} — освещенность в области $MNN'M'$, наименьшую среди вертикальных; через $\bar{E}_{\text{max}}$ — освещенность, наибольшую из горизонтальных, и через $\bar{E}_{\text{min}} = 0$ — наименьшую из горизонтальных.

Освещенность E^* в точке O_1 равна сумме $E_{\text{max}} + \bar{E}_{\text{max}}$, в точке B — сумме минимальных освещенностей $E_{\text{min}} + \bar{E}_{\text{min}} = E_{\text{min}}$; в точке B она в два с небольшим раза меньше, чем в точке O_1 . Таким образом, добавление вертикальных полос не только не улучшило равномерность освещения, а наоборот, немного ухудшило.

Рассеиватель из конических элементов. Весьма труден в изготовлении, но интересен своими свойствами рассеиватель из оди-

наковых конических элементов, ограниченных круглым основанием (рис. VI.32). На экране испытательной установки образуется окружность (фактически кольцо из-за неточности изготовления).

Предположим, что по некоторому направлению — пусть это будет горизонтальное — освещенность вдоль прямой меняется по гармоническому закону, так что

$$E(z) = E_0 + E_1 \cos \frac{2\pi z}{p}.$$

Пусть на расстоянии Δ (рис. VI.33) от оси ординат находится центр C окружности — кривой рассеяния, вызываемого коническими элементами, радиус которой равен R . Чтобы найти результат усреднения коническим элементом, надо сложить освещенности, соответствующие всем точкам окружности, и разделить на длину окружности.

Рассмотрим элемент ds окружности радиусом CA , образующий угол φ с вертикальным направлением. Его длина равна $ds = R d\varphi$, и дифференциал светового потока, падающего на него, равен $d\Phi = R d\varphi E(z)$, где $z = R \sin \varphi + \Delta$, т. е.

$$d\Phi = R d\varphi \left(E_0 + E_1 \cos \frac{2\pi z}{p} \right) = R d\varphi \left[E_0 + E_1 \cos \frac{2\pi (R \sin \varphi + \Delta)}{p} \right].$$

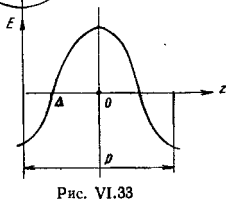


Рис. VI.33

Для потока Φ , падающего на всю окружность, получаем

$$\begin{aligned} \Phi = E_0 \int_0^{2\pi} R d\varphi + E_1 R \int_0^{2\pi} \cos \frac{2\pi R}{p} \sin \varphi - \cos \frac{2\pi \Delta}{p} d\varphi - \\ - \int_0^{2\pi} \sin \frac{2\pi R \sin \varphi}{p} \sin \frac{2\pi \Delta}{p} d\varphi. \end{aligned}$$

Последний интеграл равен нулю, поэтому

$$\Phi = 2\pi R E_0 + 2E_1 R \sin \frac{2\pi \Delta}{p} \int_0^{\pi} \cos \frac{2\pi}{p} (R \sin \varphi) d\varphi.$$

Но последний интеграл равен $\pi J_0 \left(\frac{2\pi R}{p} \right)$, так как $J_0(u) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(u \sin \varphi) d\varphi$, где J_0 — функция Бесселя первого рода.

Следовательно,

$$\frac{\Phi}{2\pi R} = E_0 + E_1 \sin \frac{2\pi \Delta}{p} J_0 \left(\frac{2\pi R}{p} \right)$$

и усредненная освещенность $E_{\text{ср}}$ равна

$$E_{\text{ср}} = \frac{\Phi}{2\pi R} = E_0 + \sin \frac{2\pi \Delta}{p} E_1 J_0 \left(\frac{2\pi R}{p} \right). \quad (\text{VI.50})$$

Чтобы эта освещенность была постоянной и не зависела от Δ , нужно чтобы величина $J_0 \left(\frac{2\pi R}{p} \right)$ равнялась нулю. Это происходит тогда, когда аргумент $\frac{2\pi R}{p}$ равен одному из следующих чисел: 2,405; 5,52; 8,65 и т. д.

Наибольший интерес представляет первый корень. Для него $R = 0,384p$, т. е. радиус окружности рассеяния должен составить 0,384 от периода в картине распределения освещенности. Такие случаи, когда изменение освещенности по всему экрану происходит по гармоническому закону (допускается медленное изменение коэффициентов E_0 и E_1), на практике встречаются.

Рассеиватель из линзовых элементов. Более совершенным и универсальным является рассеиватель, элемент которого составляет линза. Особенно эффективно работают такие рассеиватели в рассмотренном выше случае, когда центры одинаковых светильников расположены в шахматном порядке или перпендикулярными рядами. Тогда линза должна быть ограничена прямоугольной или квадратной оправой. Действительно, линза, ограниченная некоторым контуром C , создает на испытательной установке (а также на экране осветительной системы) равномерно освещаемое пятно, ограниченное контуром, подобным контуру линзы. Размеры этого пятна могут быть определены по формуле

$$p' = \frac{p}{R} (n - 1) f',$$

где p' — длина стороны соответствующего пятна на экране (в предположении, что оптическая система безабберационна); p — длина одной из сторон оправы линзы; n — ее показатель преломления; R — радиус кривизны сферической поверхности; f' — фокусное расстояние оптической системы.

Можно показать, что если освещенность экрана осветительной системы периодична в двух взаимно перпендикулярных направлениях, т. е. имеет место равенство

$$E(y + kp, z + k_1 p_1) = E(y, z),$$

где p и p_1 — периоды колебания освещенности в направлениях y и z , а k, k_1 — любые целые числа, то линза, ограниченная прямоугольным контуром, стороны которого равны p и p_1 , а радиус кривизны равен R , создает равномерное освещение экрана.

Это замечательное свойство линзовых рассеивателей позволяет решать вопрос о равномерности освещения экрана при большом количестве источников, если соблюдены следующие условия.

1. Все источники должны быть идентичны, т. е. обладать одинаковыми световыми характеристиками — одинаковыми световыми потоками.

2. Источники должны быть расположены таким образом, чтобы расстояния между ними в двух взаимно перпендикулярных направлениях были одинаковы; для различных направлений они могут быть разными.

На рис. VI.34 показаны два примера расположения центров светильников. В примере 1 периоды p и p_1 одинаковы в вертикальном и горизонтальном направлениях; в примере 2

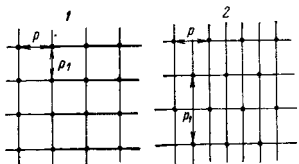


Рис. VI.34

период p_1 приблизительно в два раза больше, чем p .

Линзовые рассеиватели обладают еще одним существенным преимуществом по сравнению с ранее описанными, например с теми, у которых элементом служит цилиндрическая канавка.

При сборке осветителей неизбежны небольшие ошибки центрировки относительно осей симметрии рефлекторов, и сами рефлекторы в результате ошибок изготовления нарушают периодичность распределения освещенности. Эти ошибки оказывают наименьшее влияние на картину распределения освещенностей при линзовых элементах (подробно см. стр. 481 и далее).

Недостаток рассеивателя из линзовых элементов — трудоемкость изготовления. Однако на результат влияет форма элементов, а не их размеры при условии, что эти элементы не станут сравнимыми с размерами всего рассеивателя. Важно только, чтобы световые пучки, падающие на два соседних элемента, были подобны друг другу по строению и интенсивности; достаточно разбить площадь рассеивателя на 50—100 частей, чтобы его действие практически не отличалось от того, которое соответствует бесконечно малым элементам. При таких размерах линз они легко могут быть изготовлены с широкими плоскими фасками правильной прямоугольной формы. Требования к качеству изготовления этих линз не строгие. Прижимая линзы друг к другу в оправе, обладающей таким же коэффициентом расширения, что и материал линз (обычно плавленный кварц), можно брать оптическую систему, вполне заменяющую идеальный рассеиватель из бесконечно малых линзовых элементов.

Влияние децентрировки светильников на распределение освещенности на экране осветительной системы. Источник света не всегда может быть расположен на оси зеркала. Может оказаться,

что для получения достаточно большого светового потока необходимо ставить перед зеркалом не один, а несколько источников, находящихся друг от друга на расстояниях, зависящих от габаритов светильников.

Если источник света не стоит на оси параболоидального рефлектора (рис. VI.35), то возникает кома, изображение источника на линзе L_1 искажается, распределение освещенности на изобра-

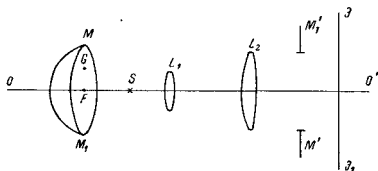


Рис. VI.35

жению $M'M'_1$ светильника MM_1 , даваемого линзой L_2 , а также на экране ZZ_1 изменяется по сравнению с тем, какое соответствует центральному расположению источника света, и периодичность в распределении энергии нарушается.

Рассмотрим характер этого нарушения в простейшем случае, когда источник S находится в фокусе параболоидального рефлектора MM_1 , а линза L_1 находится на таком большом расстоянии от щита, что можно считать расстояние от рефлектора до L_1 равным бесконечности. Все оптические детали MM_1 , L_1L_2 расположены на общей оси OO' .

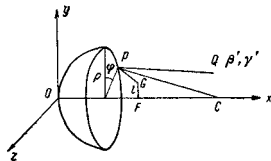


Рис. VI.36

Необходимо вывести формулы, связывающие направляющие косинусы β' и γ' отраженного рефлектора луча, исходящего из точки G в фокальной плоскости рефлектора и пересекающего его поверхность в точке P с координатами ρ и φ (рис. VI.36).

Примем точку пересечения с осью параболоидального рефлектора (вершину) O за начало координат, ось OO' за ось x , пересечение меридиональной плоскости с плоскостью, перпендикулярной оси OO' , за ось y , а перпендикуляр к осям Ox и Oy за ось z . Для вычисления β' и γ' применим формулу (I.31) из [6]:

$$\begin{aligned}\alpha' &= +\alpha - \lambda\Delta; \\ \beta' &= +\beta - \mu\Delta; \\ \gamma' &= +\gamma - \nu\Delta,\end{aligned}$$

где $\Delta = 2 \cos i = 2 (\alpha \lambda + \beta \mu + \gamma \nu)$.

Положительное направление нормали совпадает с направлением распространения отраженного света. Выпишем прямоугольные координаты точек G и P :

$$\begin{array}{rcl} & G & P \\ x & \dots\dots\dots & \frac{p}{2} \quad \frac{\rho^2}{2\rho} \\ y & \dots\dots\dots & l \quad \rho \cos \varphi \\ z & \dots\dots\dots & 0 \quad \rho \sin \varphi \end{array}$$

Направляющие косинусы падающего луча α, β, γ равны:

$$\alpha = + \frac{\rho^2 - p^2}{2\rho D}; \quad \beta = \frac{\rho \cos \varphi - l}{D}; \quad \gamma = - \frac{\rho \sin \varphi}{D},$$

где

$$D = \sqrt{\left(\frac{p}{2} - \frac{\rho^2}{2\rho}\right)^2 + (\rho \cos \varphi - l)^2 + (\rho \sin \varphi)^2}.$$

Направляющие косинусы нормали λ, μ, ν равны:

$$\lambda = + \frac{p}{D_1}; \quad \mu = - \frac{\rho \cos \varphi}{D_1}; \quad \nu = + \frac{\rho \sin \varphi}{D_1},$$

где

$$D_1 = \sqrt{\rho^2 + p^2}.$$

Величина $\Delta = 2 (\alpha \lambda + \beta \mu + \gamma \nu)$ равна

$$\Delta = - \frac{\rho^2 + p^2 - 2lp \cos \varphi}{DD_1}.$$

Вычисление β' и γ' приводит к формулам:

$$\beta' = - \frac{l}{D} \left(1 - \frac{2\rho^2 \cos^2 \varphi}{\rho^2 + p^2} \right); \quad \gamma' = \frac{2l\rho^2 \sin \varphi \cos \varphi}{D(\rho^2 + p^2)}. \quad (\text{VI.51})$$

Выражение для D может быть упрощено при достаточно малых $\frac{l}{\rho}$. Отбрасывая члены, содержащие l , получаем

$$D = \frac{\rho^2 + p^2}{2\rho}.$$

Это дает для β' и γ' выражения:

$$\left. \begin{aligned} \beta' &= - \frac{2pl}{\rho^2 + p^2} \left(1 - \frac{2\rho^2 \cos^2 \varphi}{\rho^2 + p^2} \right) = - \frac{2pl}{(\rho^2 + p^2)^2} (\rho^2 - p^2 \cos 2\varphi); \\ \gamma' &= - \frac{4\beta l \rho^2 \sin \varphi \cos \varphi}{(\rho^2 + p^2)^2} = - \frac{2pl \rho^2 \sin 2\varphi}{(\rho^2 + p^2)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.51}^*)$$

Формулы (VI.51*) позволяют рассчитать картину распределения световой энергии в фокусе осветительной системы $L_1 L_2$.

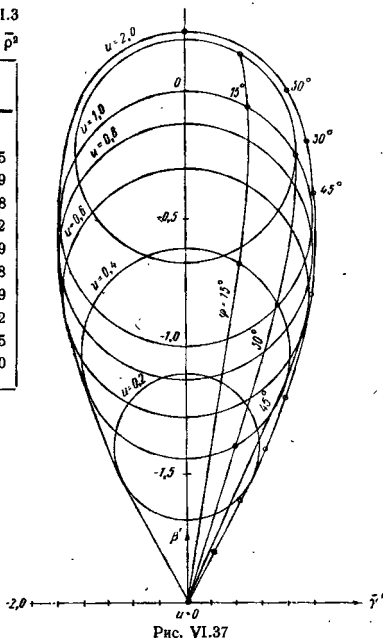
Если источник стоит на расстоянии l от оси, то его изображение представляет собой типичную картину комы, но видоизмененную наличием значительных высших порядков, вызываемых присутствием члена ρ^2 в знаменателе $(\rho^2 + \rho'^2)^2$; эти высшие порядки

Таблица VI.3
Зависимость R и Δ от $\bar{\rho}^2$

$\bar{\rho}^2$	R	Δ
0	0	2
0,1	0,165	1,65
0,2	0,279	1,39
0,3	0,355	1,18
0,4	0,409	1,02
0,5	0,444	0,89
0,6	0,469	0,78
0,7	0,485	0,69
0,8	0,494	0,62
0,9	0,498	0,55
1,0	0,500	0,50

уменьшают величину комы и ограничивают размеры кружка рассеяния (подробно см. стр. 500).

С помощью этих же формул можно выяснить картину распределения энергии в изображении светильников, даваемом системой $L_1 L_2$. Для упрощения вы-



числений следует построить график зависимости величин β' и γ' от ρ^2 и φ при $l' = 1$, $\rho = 1$, $\nu \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho'}$, что равносильно введению новых переменных $\bar{\beta}'$ и $\bar{\gamma}'$, связанных с β' и γ' соотношениями $\bar{\beta}' = \beta' \frac{\rho}{l'}$ и $\bar{\gamma}' = \gamma' \frac{\rho}{l'}$. Тогда

$$\bar{\beta}' = -\frac{2}{(1 + \bar{\rho}^2)^2} (1 - \bar{\rho}^2 \cos 2\varphi); \quad \bar{\gamma}' = -\frac{2}{(1 + \bar{\rho}^2)^2} \bar{\rho}^2 \sin 2\varphi. \quad (\text{VI.52})$$

Кривые, соответствующие определенным значениям $\bar{\rho}^2$, это окружности радиусом $R = \frac{2\bar{\rho}^2}{(1+\bar{\rho}^2)^2}$, центр которых смещен на величину $\Delta = -\frac{2}{(1+\bar{\rho}^2)^2}$. В табл. VI.3 приведены величины R и Δ для значений $\bar{\rho}^2$, равных 0; 0,1; 0,2; ...; 1,0.

Кривые, соответствующие определенным значениям φ , могут быть получены с помощью формул, связывающих φ , ρ , β' и γ' . Задавая для φ ряд значений, например 0; 15; 30; ...; 90°, находят при известных значениях ρ^2 , например 0; 0,1; 0,2; ...; 1,0, величины β' и γ' и отмечают положения точек с координатами β' и γ' . Они должны ложиться на окружность, соответствующую заданному значению ρ^2 , что служит контролем правильности вычислений.

На рис. VI.37 представлены кривые, соответствующие различным значениям $u = \frac{\rho^2}{\rho}$, и кривые, соответствующие углам $\varphi = 0, 15, 30, 45, 90^\circ$.

Смещение точек пересечения лучей с экраном, вызываемое децентрировкой

Характер децентрировки зависит от способа юстировки лампы в светильнике, а также от установки светильника на щите. В результате получается та или иная картина распределения лучей в переднем фокусе оптической системы L_1L_2 (совпадающем с центром линзы L_1). Рассмотрим два случая, которые могут считаться предельными:

- 1) ось параболоидального зеркала светильника направлена на центр линзы L_1 , а точечный источник S смещен с оси зеркала;
- 2) точечный источник S смещен с оси зеркала, но ось повернута таким образом, чтобы параксиальное изображение источника оказалось в центре линзы L_1 ; это происходит, если юстировка производится вручную с целью добиться наилучшего распределения света по входному зрачку системы L_1L_2 .

Будем предполагать, что источник точечный, зеркало идеально, т. е. изображает безабберационную точку на оси, и источник стоит строго в фокальной плоскости зеркала (или, точнее, в плоскости, сопряженной с входным зрачком системы L_1L_2).

Рассмотрим первый случай: ось зеркала проходит через центр линзы L_1 , точечный источник S смещен на отрезок l в вертикальном направлении (рис. VI.38). Произвольный луч S_1M_1 , исходящий из S_1 , пересекает плоскость L_1OO_1 , отстоящую от линзы KK_1 на расстоянии a , в точке O_1 с координатами y, z . Точка M_1 изображается безабберационной системой L_1L_2 в точке M'_1 некоторой плоскости AA_1 ; положение этой точки не зависит от координат y, z точки O_1 , но после точки M'_1 различные лучи, пересекающие

входной зрачок конденсора и параболоидального зеркала KK_1 , расходятся и пересекают экран $\mathcal{E}\mathcal{E}_1$ в различных точках.

Вычислим проекции δy и δz смещения δ в плоскости экрана $\mathcal{E}\mathcal{E}_1$ луча $SM_1OPM_1N_1$ при смещении точечного источника S на величину $l = SS_1$ (в плоскости рисунка). Отрезок $MO = a$ предполагаем очень большим по сравнению с фокусным расстоянием конденсора (параболоидального зеркала); пусть ρ и φ — полярные координаты точки M_1 ; b — расстояние от плоскости изображения светильника до плоскости экрана. Согласно формуле (VI.51), направляющие косинусы β' и γ' луча M_1O_1 равны:

$$\beta' = -\frac{2l}{\rho} \frac{1 - u \cos 2\varphi}{(1+u)^2}; \quad \gamma' = -\frac{2l}{\rho} \frac{u \sin 2\varphi}{(1+u)^2}, \quad (\text{VI.52}^*)$$

где

$$u = \frac{\rho^2}{p^2}.$$

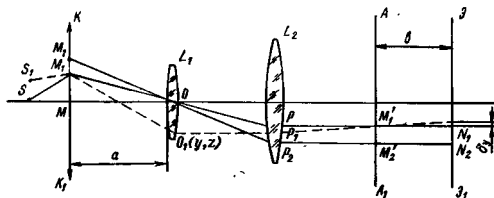


Рис. VI.38

Так как β' и γ' малы, то можно писать для координат y и z точки пересечения O_1 луча M_1O_1 с входным зрачком L_1O_1 :

$$y = a\beta'; \quad z = a\gamma'.$$

Но точка O_1 лежит в передней фокальной плоскости системы L_1L_2 , поэтому, полагая систему L_1L_2 безабберационной, получим для направляющих косинусов β'' и γ'' луча PM_1 : $\beta'' = \frac{a}{f'} \beta'$; $\gamma'' = \frac{a}{f'} \gamma'$, где f' — фокусное расстояние системы L_1L_2 .

Лучи S_1M_1 и SM_1 пересекают друг друга в точке M'_1 плоскости AA_1 , так как система L_1L_2 безабберационна. Отклонения δy и δz определяются по формулам:

$$\left. \begin{aligned} \delta y &= b\beta'' = \frac{ab}{f'} \beta' = -\frac{ab}{f'} \frac{2l}{\rho} \frac{1 - u \cos 2\varphi}{(1+u)^2}; \\ \delta z &= b\gamma'' = \frac{ab}{f'} \gamma' = -\frac{ab}{f'} \frac{2l}{\rho} \frac{u \sin 2\varphi}{(1+u)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.53})$$

Таким образом, при смещении точечного источника в фокальной плоскости конденсора (зеркала) KK_1 происходит смещение точки пересечения луча с экраном на величину δ , проекции которой δy и δz вычисляются по формулам (VI.53).

На рис. VI.39, *a* изображены векторами смещения точек на экране, вызываемые децентрировкой источника на величину l . Смещения в центре пятна и в экваториальной плоскости значи-

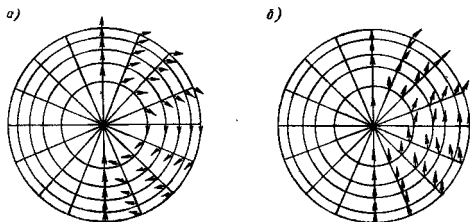


Рис. VI.39

тельно больше, чем в верхней и нижней частях пятна. Это вызывает уплотнение световой энергии в сторону децентрировки; его величина будет рассчитана ниже. Такое смещение не может компенсироваться вращением светильника и вызывает нарушение периодичности распределения света на экране. Если оптическая система L_1L_2 обладает aberrациями, положение точки пересечения луча, излучаемого некоторой точкой M_1 , с плоскостью изображений AA_1 зависит от положения точки M_1 , но смещение остается тем же самым, как и в случае безаберрационной системы, поэтому эффект децентрировки мало отличается от того, который соответствует безаберрационной системе.

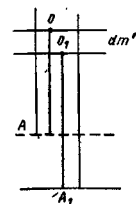


Рис. VI.40

Оценим влияние децентрировки источника на распределение освещенности в пятне, образуемом на экране лучами, излучаемыми этим источником, ограничиваясь исследованными ранее случаями.

Как и ранее, предположим, что источник точечный, система линз L_1L_2 безаберрационна и ось светильника совпадает с осью этой системы. Как видно из рис. VI.39, *a*, все стрелки имеют большую компоненту δy , направленную вверх, и влияние компоненты δz пренебрежимо мало; можно допустить, что изменение освещенности происходит лишь в вертикальном направлении.

Рассмотрим узкую полосу пятна на экране. Пусть O и O_1 (рис. VI.40) — две бесконечно близкие точки в этой полосе, разделенные по высоте промежутком dm' ; точке O соответствует aber-

рация δy , точке $O_1 - \delta y_1$. Освещенность E пропорциональна разности ординат точек A и A_1 , деленной на промежуток dm' :

$$E = \frac{\delta y_1 + dm' - \delta y}{dm'} = 1 + \frac{d(\delta y)}{dm'}.$$

Но $\delta y = \frac{ab}{f'} \frac{2l}{p} \frac{1 - u \cos 2\varphi}{(1 + u)^2}$, где $u = \left(\frac{\rho}{p}\right)^2$ обращается в единицу при $\rho = p$.

Если $\varphi = 0$, то $\delta y = \frac{2abl}{pf'} \frac{1 - u}{(1 + u)^2}$, а $u = \left(\frac{m}{p}\right)^2$, где m — высота пересечения луча с линзой L_2 .

С другой стороны, m' связано с m соотношением, которое можно получить из рис. VI.38. Поскольку система $L_1 L_2$ предполагается идеальной, перемещение dm от точки M_1 к точке M_2 вызывает перемещение dm' от точки M'_1 к точке M'_2 , не зависящее от выбора луча, падающего на точки M_1 и M_2 . С достаточной точностью можно считать, что перемещение в плоскости экрана от точки N_1 к точке N_2 равно dm' , причем из подобия предмета и изображения имеем

$$\frac{dm'}{dm} = \frac{N_1 R_1}{MM_1} = -\frac{f'}{a}.$$

Отсюда получаем, что

$$\begin{aligned} \frac{d(\delta y)}{dm'} &= \frac{d(\delta y)}{dm} \frac{dm}{dm'} = \frac{d(\delta y)}{du} \frac{du}{dm} \frac{dm}{dm'} = 4bl \left(\frac{a}{pf'}\right)^2 \times \\ &\times \frac{m}{p} \frac{\left(3 - \frac{m^2}{p^2}\right)}{\left(1 + \frac{m^2}{p^2}\right)^3}. \end{aligned}$$

Обозначим через k отношение $\frac{\delta y_{\max}}{R'}$, где R' — радиус изображения конденсора KK_1 , даваемого системой $L_1 L_2$, а $\delta y_{\max}$ — значение δy при $m = 0$:

$$k = \frac{\delta y_{\max}}{R'} = \frac{2abl}{pf'} \frac{a}{pf'} = 2bl \left(\frac{a}{pf'}\right)^2.$$

Тогда получаем для освещенности E выражение

$$E = 1 + 2k \frac{m}{p} \frac{3 - \frac{m^2}{p^2}}{\left(1 + \frac{m^2}{p^2}\right)^3}. \quad (\text{VI.54})$$

Здесь за единицу принята освещенность в пятне — изображение выходного зрачка конденсора системой $L_1 L_2$.

В табл. VI.4 даны величины, необходимые для расчета освещенности по формуле (VI.54).

Освещенность E достигает максимума при $\frac{m}{p} = 0,41$ независимо от значения коэффициента k . Если $k = 0,3$, что вполне возможно при неаккуратной центрировке, относительная величина освещенности E меняется от 0,6 до 1,4, т. е. более чем в два раза. Это создает ощутимое смещение центра пятна n , как следствие, заметное нарушение периодичности распределения освещенности на экране. Можно попытаться компенсировать действие этого

Таблица VI.4
К расчету по формуле (VI.54)

$\frac{m}{p}$	$\frac{m}{p} \frac{3 - \frac{m^2}{p^2}}{\left(1 + \frac{m^2}{p^2}\right)^{\frac{3}{2}}}$	$\frac{m}{p}$	$\frac{m}{p} \frac{3 - \frac{m^2}{p^2}}{\left(1 + \frac{m^2}{p^2}\right)^{\frac{3}{2}}}$
0	0		
0,05	0,1486	0,55	0,671
0,1	0,29	0,6	0,629
0,15	0,418	0,65	0,582
0,2	0,526	0,7	0,5315
0,25	0,612	0,75	0,479
0,3	0,674	0,8	0,428
0,35	0,712	0,85	0,379
0,4	0,728	0,9	0,332
0,45	0,724	0,95	0,289
0,5	0,704	1	0,25

смещения поворотом светильника; однако при повороте всего светильника вокруг оси, касательной к вершине зеркала, вся фигура рассеяния целиком смещается на $\alpha\alpha$, где α — угол поворота в радианах. Поэтому с помощью поворота можно наиболее плотную часть пятна на экране ЭЭ₁ переместить на то место, которое она занимала бы при правильной центрировке; однако эта операция не спасает от нарушения периодичности, так как перемещаются и края пятен, которым следовало бы остаться на месте. Вычисления, проведенные для нескольких частных

случаев, показывают, что последний эффект может заметно сказаться на распределении энергии на стыках соседних пятен. Отсюда следует необходимость тщательно следить за правильностью центрировки.

Рассмотрим второй случай, когда при юстировке светильника последний поворачивается таким образом, что параксиальное изображение смещенного на величину l (в вертикальном направлении) источника совпадает с центром входного зрачка системы L_1L_2 .

В отличие от первого случая уравнения, определяющие изменения координат y и z в плоскости экрана, принимают вид:

$$\delta y = \frac{ab}{f'} \frac{2l}{p} \frac{u \cos 2\varphi}{(1+u)^3}; \quad \delta z = - \frac{ab}{f'} \frac{2l}{p} \frac{u \sin 2\varphi}{(1+u)^3},$$

где $u = \left(\frac{p}{p'}\right)^2$.

Векторы, пропорциональные смещениям точек пересечения лучей, идущих от разных точек выходного зрачка светильника, с экраном $\mathcal{E}\mathcal{E}_1$, изображены на рис. VI.39, б.

Можно произвести для второго случая те же рассуждения и вычисления, что и для первого, например вычислить производные от dy по m' , на основании их значений определить величину освещенности E внутри пятна на экране $\mathcal{E}\mathcal{E}_1$ и т. д. Производная $\frac{dy}{dp}$

при $\varphi = 0$ пропорциональна выражению $\frac{dy}{dp} \approx \frac{1-u^2}{(1+u^2)^2} 2p$.

Любопытно отметить, что эта производная становится максимальной при $p = 0,41 \div 0,42$, как и в первом случае, и максимальное значение выражения $\frac{1-u^2}{(1+u^2)^2} \sqrt{u}$ равно 0,25, так что изменение направления оси зеркала практически не влияет на картину распределения освещенности на экране.

Контроль центрировки источника

Во избежание вредных последствий децентрировки, главное из которых заключается в нарушении периодичности, откуда следует невозможность даже с помощью рассеивателя выравнить освещенность, необходимо разработать методику контроля центрировки.

Если бы источник был точечным, то наилучшим контролем могла бы служить фигура рассеяния на линзе L_1 , которая при малейшем отступлении от правильной центрировки принимает характерный вид хвоста кометы. Однако конечные размеры источника и его неправильная форма, напоминающая острие, характерная для ксеноновых ламп и многих других источников, настолько смазывают картину, что обнаружение децентрировки в реальных условиях становится практически невозможным, или, по крайней мере, малонадежным.

Для обнаружения неправильного расположения источника света относительно оси параболоидального зеркала можно предложить методику, основанную на наблюдении распределения яркости поверхности светильника из точки, расположенной в плоскости линзы L_2 . Предположим, что наблюдатель, глаз которого расположен в центре линзы L_1 , смотрит на светильник, наклоненный таким образом, что на центр линзы попадает середина фигуры рассеяния от изображения точки.

Легко показать, что середина пятна соответствует значению $\bar{\beta}' = \beta \frac{p}{l}$. 1. Этому центру пятна соответствуют координаты $\beta' = -\frac{l}{p} \frac{1-u \cos 2\varphi}{(1+u^2)^2}$; $\gamma' = -\frac{l}{p} \frac{u \sin 2\varphi}{(1+u^2)^2} = 0$. Наблюдатель видит на зеркале четыре светящиеся точки, координаты которых определяются из условий $\beta' = -\frac{l}{p}$; $\gamma' = 0$. Отсюда получаем

$\sin 2\varphi = 0$; следовательно, $\varphi = 0, \frac{\pi}{2}, \pi$; $\cos 2\varphi = +1$, при $\varphi = 0$ и $\cos 2\varphi = -1$ при $\varphi = \frac{\pi}{2}$. При $\varphi = 0$ $(1+u)^2 - 2(1-u) = 0$, $u = -2 + \sqrt{5}$, а $\bar{\rho} = \frac{\rho}{r} = \pm 0,486$. При $\varphi = \frac{\pi}{2}$ $u = 1$, $\frac{\rho}{r} = \pm 1$. На рис. VI.41, а изображены четыре светящиеся точки, наблюдаемые из центра L_1 на зеркале.

Если источником является небольшой вертикальный светящийся участок, то, меняя величину l при неизменных β' и γ' , легко рассчитать, что из точки центра L_1 видны четыре отрезка AA' , $A_1A'_1$, BB' и $B_1B'_1$ (рис. VI.41, б), причем первые два гори-

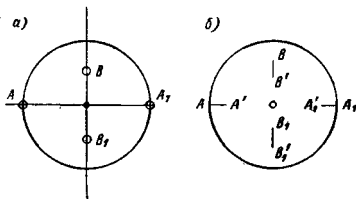


Рис. VI.41

зонтальны, а вторые два вертикальны. Если принять, что $\frac{l}{l_0} = 1 + \epsilon$, где l_0 — ордината центра источника, а l — ордината произвольной точки на этом источнике, то для первых отрезков имеем

$$\frac{\rho}{r} = \pm 0,486 \pm 0,37\epsilon;$$

для последних двух

$$\frac{\rho}{r} = \pm (1 + \epsilon) = \pm 1 \pm \epsilon.$$

Если источник имеет вид небольшого диска с центром в точке S , то точки A, A_1, B, B_1 превращаются в овальные площадки, расширяющиеся к центру; по мере приближения источника к центру размеры этих площадок растут.

Таким образом, неправильное положение источника относительно оси (децентрировку) можно обнаружить, наблюдая светящийся из произвольной точки, предпочтительнее из центра наиболее интенсивно освещенной области входного зрачка линз L_1, L_2 . Наличие крестообразного максимума яркости указывает на децентрировку; смещение происходит в направлении короткой ветви креста, как это видно из рис. VI.41, б.

Конечные размеры реального источника и несимметричное распределение яркости в нем создают картину, отличающуюся от описанной выше большей расплывчатостью, тем не менее возможно простым приемом найти наиболее благоприятное, с точки зрения образования симметричного пятна, положение произвольного источника.

Юстировка источника S относительно оси OO_2 зеркала (рис. VI.42) осуществляется на испытательном стенде, где по возможности воспроизведены реальные условия работы светильника. На подставке AB стоит светильник MM_1 с юстировочным приспособлением, позволяющим придать источнику (лампе) произвольное положение по любой из координат x , y и z . На расстоянии a от вершины зеркала, равном расстоянию от центра до линзы L_1 проекционной системы L_1L_2 , находится экран $\mathcal{E}_1\mathcal{E}'_1$, площадь которого несколько больше, чем площадь

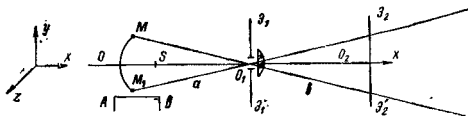


Рис. VI.42

линзы L_1 ; в этом экране проделано небольшое отверстие O_1 . На некотором расстоянии b расположен второй экран $\mathcal{E}_2\mathcal{E}'_2$; линза перед отверстием O_1 (или система двух линз типа Галилея, если требуется увеличение картины изображения зеркала MM_1 на экране $\mathcal{E}_2\mathcal{E}'_2$) образует изображение зеркала на экране $\mathcal{E}_2\mathcal{E}'_2$. Это изображение имеет вид круга, освещенного неравномерно.

После предварительной юстировки, добившись правильного расположения оси зеркала и источника света по отношению к экранам $\mathcal{E}_1\mathcal{E}'_1$ и $\mathcal{E}_2\mathcal{E}'_2$ с таким расчетом, чтобы наиболее яркая часть пучка проходила через точку O_1 и на экране $\mathcal{E}_1\mathcal{E}'_1$ получилась наилучшая концентрация энергии, приступают к более точной центрировке, для чего наблюдают за картиной на экране $\mathcal{E}_2\mathcal{E}'_2$. Необходимо добиться наибольшей симметрии в распределении света вокруг центра изображения. С этой целью передвигают по окружности, центр которой совпадает с центром круга изображения зеркала, светочувствительный элемент люксметра или иного приемника света и следят за его показаниями при различных положениях и различных расстояниях от центра. Наилучшее положение лампы соответствует наименьшим колебаниям показаний прибора при вращении около центра. На технических подробностях здесь нет необходимости останавливаться.

Влияние ошибок изготовления конденсора

Прием, служащий для определения смещения точек пересечения лучей с экраном $\mathcal{E}\mathcal{E}'$, вызываемого децентрировкой (см. стр. 484), применим и тогда, когда смещение вызывается какой-нибудь другой причиной, в том числе ошибками изготовления конденсора, например параболоидального зеркала, качество которого часто оставляет желать лучшего.

Вследствие ошибки изготовления конденсора KK_1 луч, пересекающий его входной зрачок в точке M_1 с координатами ρ и φ , вместо точки O попадает в точку O_1 с координатами $\delta g'$ и $\delta G'$. После системы L_1L_2 луч выходит с направляющими косинусами β' и γ' , равными $\beta' = \frac{\delta g'}{f'}$; $\gamma' = -\frac{\delta G'}{f'}$, а смещения δy и δz определяются по формулам:

$$\delta y = -\frac{b}{f'} \delta g'; \quad \delta z = -\frac{b}{f'} \delta G'.$$

Пусть, например, конденсор обладает сферической аберрацией. Тогда $\delta G' = \delta g' = A\rho^3$; $\delta y = \delta z = -\frac{Ab}{f'} \rho^3$. В зависимости от знака A пятно на экране либо сжимается, либо расширяется, т. е. в центре пятна ощутимых изменений не происходит, а на краях его освещенность либо возрастает, либо убывает; нарушения симметрии нет, но периодичность все же нарушается, так как рассматриваемое пятно отличается от соседних своими размерами.

Если известны деформации конденсора, можно определить вызываемые ими изменения в распределении освещенности, пользуясь изложенными на стр. 484 приемами. Решая обратную задачу, можно определить допуски на качество поверхности зеркала или на качество изготовления конденсора.

Потери, вызываемые рассеивателем

По определению, рассеиватель имеет целью расширять и перемешивать световые пучки, устраивая или хотя бы уменьшая таким образом неравномерность освещенности на какой-нибудь определенной поверхности. Это расширение неизбежно вызывает уменьшение освещенности на рассматриваемой поверхности, так как часть светового пятна попадает за пределы площади S , подлежащей облучению. Потери в значении освещенности зависят от степени рассеивания, т. е. от угла и вида функции рассеивания, если понимать под функцией рассеивания вид и размеры фигуры, получаемой на установке, описанной на стр. 473. Расчет световых потерь сводится к определению части световых потоков, попавшей за пределы площади S . Как правило, и без рассеивателя часть лучей не попадает на площадь S , так как практически невозможно добиться резкой границы световых потоков на контуре площади S . С помощью изложенной в п. 3 этой главы мето-

дики можно определить освещенность в достаточно большом количестве точек как за пределами площади S , так и внутри ее и, пользуясь способом расчета действия рассеивателя (см. стр. 474), вычислить общее количество световой энергии, оказавшейся за пределами площади S .

В некоторых частных случаях расчет потерь может производиться элементарно, например в случае, когда рассеиватель состоит из параллельных одинаковых канавок или из линз в прямоугольной оправе.

Площади S обычно ограничены прямоугольным контуром. Поэтому важно знать распределение освещенности в направлении, перпендикулярном контуру. Предположим, что направление рассеяния перпендикулярно контуру: на практике это предположение всегда осуществляется.

Пусть кривая $ABCDE$ значений освещенности E имеет вид, представленный на рис. VI.43, а $MN = 2a$ — линейное рассеяние, вызываемое рассеивателем (изображенное в том же масштабе, что и кривая $ABCDE$). Определим для примера значения усредненной освещенности в точках B и D . Через точку B опускаем перпендикуляр на ось абсцисс, H_B — точка пересечения его с этой осью; через точки H_1 и H_2 , отстоящие от H_B на величину a справа и слева, проводим прямые $H_1H'_1$ и $H_2H'_2$, параллельные H_BB . Надо найти такую точку G на прямой H_BB , чтобы площади H'_1BGG_1 и IG_2J , где I — точка пересечения кривой значений освещенности и прямой, параллельной оси абсцисс GG_1IG_2 , были равны между собой. Тогда площадь $H_1H_2G_2G_1$ равна площади H_1H_2JIBA , а ордината H_BG есть среднее арифметическое всех ординат $H_1A, \dots, H_2J$. Другими словами, $H_BG = E_{\text{ср}}$.

Для абсциссы H_D средняя величина ординаты равна H_DD . Глаз после небольшой тренировки хорошо оценивает равенство площадей справа и слева, и можно указанным способом получить довольно быстро кривую усредненных освещенностей.

Условимся называть потерями энергии отношение q светового потока, выходящего за пределы подлежащей облучению площади S , к самой площади. Предположим для упрощения вычислений, что без рассеивателя общий поток, выходящий из оптической системы, как раз покрывает площадь S .

Рассеиватель из цилиндрических канавок, параллельных, например, горизонтальному направлению, вызывает линейное рассеяние $2m$ в вертикальном направлении. Если $2a$ — длина вертикальной стороны прямоугольника площадью S , то величина q равна $\frac{m}{a}$.

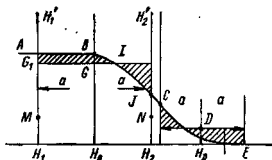


Рис. VI.43

Рассеиватель из прямоугольных линз вызывает в вертикальном направлении линейное рассеяние $2m_1$, в горизонтальном — $2m_2$, причем стороны контура площади S равны соответственно $2a_1$ и $2a_2$. Коэффициент q равен дробь $\frac{(a_1 + m_1)(a_2 + m_2) - a_1 a_2}{a_1 a_2}$. Если m_1 и m_2 малы по сравнению с a_1 и a_2 , то можно написать для q выражение

$$q = \frac{m_1}{a_1} + \frac{m_2}{a_2}.$$

Рассеиватель из двух блоков линз

В некоторых зарубежных осветительных системах с большим числом светильников применяются рассеиватели, состоящие из двух блоков B_1 , B_2 линз небольшого диаметра, расположенных на небольшом расстоянии друг от друга (рис. VI.44).

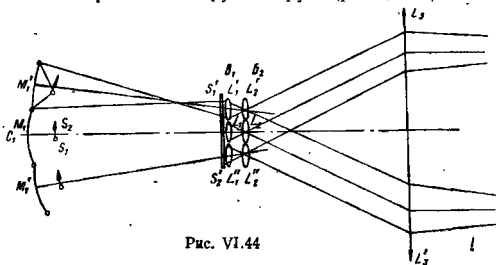


Рис. VI.44

Опишем действие этих рассеивателей. Источник света S_1S_2 светильника C_1 изображается эллиптическим зеркалом M_1 на линзу L_1 , изображающую зеркало M_1 на линзу L_2 . Эта линза в свою очередь изображает линзу L_1 на входной зрачок оптической системы L_3L_4 . Каждому светильнику соответствует своя пара линз L_1 и L_2 , и в результате действия этих пар на входном зрачке L_3L_4 складываются освещенности, вызываемые всеми светильниками C_1C_2 и т. д. Таким образом, каждый светильник освещает весь зрачок L_3L_4 и создается впечатление, что благодаря этому освещенность экрана, на который падает отраженный от зеркал M_1 , M_1' , M_1'' свет, равномерна. Однако линзы L_2 , L_2' , L_2'' , ... не могут создавать вполне равномерного освещения входного зрачка L_3L_4 ; этому препятствуют aberrации этих линз, в результате которых на зрачке L_3L_4 создаются неодинаковые картины распределения освещенности; чаще всего центр освещается сильнее, края — слабее. Световые пучки от различных светильников не удаётся полностью отделить друг от друга, перекрывание пучков создает потери и препятствует равномерности. Кроме того, невозможно обеспечить полное освещение входного

зрачка L_3L_2 всеми парами линз: пары линз, находящиеся на краях блоков, создают лишь частичное освещение его. Пары линз L_1, L_2 иногда замещаются цилиндрическими трубками, ограниченными сферическими поверхностями.

По сравнению с описанными выше системами рассеивателей двублочные обладают некоторыми преимуществами: светильники могут обладать неодинаковыми светотехническими характеристиками; выключение части светильников скажется только на общей картине освещения, но не введет местных нарушений (в определенных границах).

К недостаткам двублочных рассеивателей относится невозможность ограничить величину освещаемого поля выключением части светильников.

7. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ СРОМЕНТОРОВ

Назначение прожекторов — освещение предметов, находящихся на больших расстояниях, доходящих до нескольких километров.

Оптическая система прожектора должна быть свободна от сферической аберрации и охватить наибольший возможный телесный угол Ω , чтобы создаваемый прожектором поток Φ был максимальным.

Наиболее простая оптическая система, удовлетворяющая условию отсутствия сферической аберрации, — параболоидальное зеркало.

Параболоидальное зеркало

Аберрации 3-го порядка. Из выражений (VI.51*) для направляющих косинусов β' и γ' луча, отраженного от параболоидального зеркала, нетрудно определить аберрации 3-го порядка. Условимся называть главным луч, отраженный тем элементом зеркала, который заключает в себе его вершину O . Пусть точка A , лежащая в фокальной плоскости зеркала, является вершиной пучка лучей, падающих на зеркало. Если бы зеркало представляло собой безаберрационную систему, то после отражения от него лучи, выходящие из точки A , пошли бы параллельным пучком, составляющим тот же угол β'_0 с оптической осью, который составляет главный луч. Разность $\beta' - \beta'_0$ дает, очевидно, аберрации данного луча в меридиональной плоскости. Значение угла γ' определяет сагиттальную аберрацию луча. Разложим выражения (VI.51*) в ряд по степеням m, M и l :

$$\left. \begin{aligned} \beta' &= -\frac{2l}{p} \left(1 + \frac{M^2 - m^2}{p^2} \right) \left(1 - 2 \frac{m^2 + M^2}{p^2} - \frac{4ml}{p^3} - \dots \right); \\ \gamma' &= -\frac{2l}{p} \frac{2mM}{p^2} \times \\ &\times \left(1 - 2 \frac{m^2 + M^2}{p^2} - \frac{4ml}{p^3} - \dots \right). \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.55})$$

Удерживая в полученных разложениях члены 3-го порядка и учитывая, что

$$\beta'_0 = -\frac{2l}{p},$$

получим выражение для aberrаций 3-го порядка параболоидального зеркала в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \Delta\beta' &= +\frac{2l}{p} \frac{M^2 + 3m^2}{p} - \frac{8ml^2}{p^3}; \\ \Delta\gamma' &= \frac{4mMl}{p^3}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.56})$$

На рис. VI.37 была изображена фигура рассеяния на бесконечности, образуемая светящейся точкой S , находящейся в фокальной плоскости параболоидального зеркала на расстоянии l от оси в меридиональной плоскости. Эта фигура построена на основании формул (VI.52):

$$\left. \begin{aligned} \bar{\beta}' &= -2 \frac{1 - u \cos 2\varphi}{(1+u)^2}; \\ \bar{\gamma}' &= -2 \frac{u \sin 2\varphi}{(1+u)^2}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.57})$$

где $u = \frac{p^2}{p}$; безразмерные величины $\bar{\beta}'$ и $\bar{\gamma}'$ равны $\bar{\beta}' = \beta' \frac{p}{l}$; $\bar{\gamma}' = \gamma' \frac{p}{l}$; отношение $\frac{l}{p}$ предполагается величиной 1-го порядка

Т а б л и ц а VI.5
Зависимость R и Δ от u

u	R	Δ
1	0,5	0,5
2	0,44	0,22
4	0,32	0,08
10	0,16	0,02
∞	0	0

малости, квадратом которой можно пренебречь.

Из рис. VI.37 видно, что по мере увеличения u радиусы окружностей и ординаты их центров стремятся к нулю (табл. VI.5).

Каустика, образуемая на бесконечности лучами, исходящими из светящейся точки и отраженными от параболоидального зеркала. Каустика представляет собой огибающую семейства окружностей, показанного на рис. VI.37.

Для упрощения вычислений вво-

дим новые переменные $b = \frac{\bar{\beta}'}{2}$, $c = \frac{\bar{\gamma}'}{2}$ и $z = 1 + u$. Тогда (VI.57) примет вид

$$\left. \begin{aligned} b + \frac{1}{z^2} &= \frac{z-1}{z^2} \cos 2\varphi; \\ c &= -\frac{z-1}{z^2} \sin 2\varphi. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.58})$$

Исключаем φ из этой системы уравнений:

$$\left(b + \frac{1}{z^2}\right)^2 + c^2 = \frac{(z-1)^2}{z^4},$$

откуда

$$z^3(b^2 + c^2) + (2b - 1)z + 2 = 0. \quad (\text{VI.59})$$

По обычным для отыскания огибающей правилам дифференцируем это уравнение по z :

$$3z^2(b^2 + c^2) + 2b - 1 = 0. \quad (\text{VI.59}^*)$$

Исключая из последних двух уравнений переменную z , получаем

$$c = \pm \sqrt{\left(\frac{2b-1}{3}\right)^3 - b^2} = \pm \frac{b+1}{3\sqrt{3}} \sqrt{1-8b}, \quad (\text{VI.60})$$

или

$$c^2 = \frac{(b+1)^2(1-8b)}{27}. \quad (\text{VI.60}^*)$$

При этом, умножая уравнение (VI.59*) на $z/3$ и вычитая результат из (VI.59), имеем $z = \frac{3}{1-2b}$. Другое выражение для z получим, замечая, что в уравнении (VI.59) второй член равен -3 , откуда $z^3(b^2 + c^2) = 1$, или $z = \frac{1}{\sqrt[3]{b^2 + c^2}}$.

При $-b > 1$ ρ получает мнимые значения. Координаты b и c каустической кривой приведены ниже.

$-b$	1,0	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4
c	0,0	$\pm 0,06$	$\pm 0,10$	$\pm 0,15$	$\pm 0,19$	$\pm 0,22$	$\pm 0,24$
$-b$	0,3	0,2	0,1	0,0	-0,1	-0,125	
c	$\pm 0,25$	$\pm 0,25$	$\pm 0,23$	$\pm 0,19$	$\pm 0,09$	$\pm 0,00$	

Найдем теперь кривую, на которой расположены все элементы отражателя, посылающие свет на каустику. Исключив b , c и z из уравнений (VI.58) и (VI.60), получим уравнение кривой в виде

$$1 - u + 2 \cos 2\varphi = 0, \quad (\text{VI.61})$$

откуда

$$\rho = \sqrt{1 + 2 \cos 2\varphi}. \quad (\text{VI.61}^*)$$

Кривая I на рис. VI.45 является графиком функции (VI.61*). Точки отражателя, лежащие вне этой кривой, посылают свет в область, ограниченную каустикой, точно так же, как и точки, лежащие внутри кривой.

Выражение для элементарной силы света при точечном источнике. Перейдем к вопросу о распределении света в пучке, отраженном от зеркала.

Пусть в фокальной плоскости отражателя на расстоянии L от оптической оси его находится излучающий элемент A (рис. VI.46). Сила света прожектора по выбранному направлению определяется очевидно, как сумма сил света всех элементов прожекторного зеркала, посылающих свет по этому направлению.

Предположим, что элемент B зеркала отражает свет как раз в выбранном нами направлении с координатами γ и δ .

Сила света δI этого элемента определяется, как известно, выражением:

$$\delta I = \frac{\delta F}{\delta \Omega'} \quad (\text{VI.62})$$

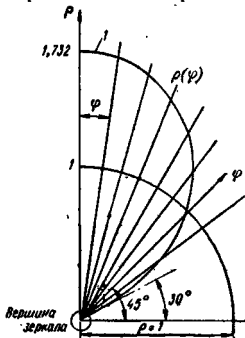


Рис. VI.45

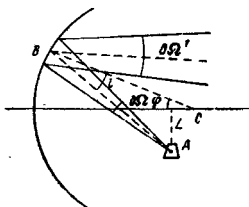


Рис. VI.46

С точностью до множителя, характеризующего потери при отражении, можно написать

$$\delta F = B \cos \varepsilon \delta \sigma \delta \Omega, \quad (\text{VI.63})$$

где B — яркость излучающего элемента по направлению AB ; $\delta \sigma$ — величина излучающей площадки; $\delta \Omega$ — угол, под которым виден элемент B зеркала из точки A ; ε — угол, составляемый нормалью к излучающему элементу с направлением AB . Будем полагать, что элемент A является частью излучающей плоскости, совпадающей с фокальной плоскостью отражателя; тогда ε является также углом между лучом AB и оптической осью.

Обычное определение элементарного телесного угла дает

$$\delta \Omega = \frac{\delta S \cos i}{R^2}, \quad (\text{VI.64})$$

где δS — площадь элемента на зеркале; i — угол, составляемый нормалью к элементу зеркала с лучом AB ; R — расстояние от излучающего элемента A до элемента зеркала B .

Введем в равенство (VI.64) вместо площади δS элемента зеркала проекцию δs его на плоскость, перпендикулярную к оси отражателя. В силу приближенного равенства углов φ и i , где φ — угол между нормалью к элементу B зеркала и оптической осью, можно написать

$$\delta S = \frac{\delta s}{\cos i}.$$

Подставив это выражение для δs в равенство (VI.64), получим

$$\delta \Omega = \frac{\delta s}{R^2}.$$

Отсюда для δF будем иметь

$$\delta F = B \cos \varepsilon \delta \sigma \frac{\delta s}{R^2}. \quad (\text{VI.65})$$

Подставив (VI.65) в равенство (VI.62), определяющее элементарную силу света, и заменив в нем $\delta \Omega'$ численным значением произведения $\delta \beta'$ и $\delta \gamma'$, а δs — численным значением $\partial t \partial M$, получим

$$\delta I = \frac{B \cos \varepsilon \delta \sigma}{R^2} \left| \frac{\partial t \partial M}{\partial \beta' \partial \gamma'} \right|.$$

Но для R^2 имеем выражение

$$R^2 = \frac{(\rho^2 + r^2)^2}{4\rho^2} = (1 + \rho^2)^2.$$

Для $\cos \varepsilon$ легко получить приближенное равенство

$$\cos \varepsilon = \frac{1 - \rho^2}{1 + \rho^2}.$$

С помощью этих выражений после перехода к полярным координатам и переменным b и c находим

$$\delta I = \frac{4B \delta \sigma}{\gamma_0^2} \frac{(1 - \rho^2)\rho}{(1 + \rho^2)^2} \left| \frac{\partial \rho \partial \varphi}{\partial b \partial c} \right|, \quad (\text{VI.66})$$

где $\gamma_0 = \frac{2l_0}{\rho}$.

Определение величины отношения $\frac{\partial \rho \partial \varphi}{\partial b \partial c}$ в выражении для элементарной силы света сводится, очевидно, к вычислению значения функционального определителя Δ , соответствующего переходу от переменных ρ, φ к переменным b, c .

Найдем выражение

$$\Delta' = \frac{1}{\Delta} = \left| \frac{\partial b \partial c}{\partial \rho \partial \varphi} \right| = \left| \begin{array}{cc} \frac{\partial b}{\partial \rho} & \frac{\partial c}{\partial \rho} \\ \frac{\partial b}{\partial \varphi} & \frac{\partial c}{\partial \varphi} \end{array} \right| \quad (\text{VI.67})$$

Пользуясь выражениями (VI.52) и определением величин b и c , получаем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial b}{\partial \rho} &= -\frac{2[2\rho + \cos 2\varphi(1 - \rho^2)]}{(1 + \rho^2)^2}; & \frac{\partial b}{\partial \varphi} &= \frac{2\rho^2 \sin 2\varphi}{(1 + \rho^2)^2}; \\ \frac{\partial c}{\partial \rho} &= -\frac{2\rho(1 - \rho^2)}{(1 + \rho^2)^2} \sin 2\varphi; & \frac{\partial c}{\partial \varphi} &= \frac{2\rho^2}{(1 + \rho^2)^2} \cos 2\varphi. \end{aligned} \right\}$$

Подставляя эти выражения в равенство (VI.67), имеем

$$\Delta' = \frac{4\rho^2(1 - \rho^2 + 2\cos 2\varphi)}{(1 + \rho^2)^3}.$$

Множитель, стоящий в скобках числителя, есть не что иное, как левая часть уравнения (VI.61).

После подстановки выражения для Δ' в (VI.66) получим окончательно

$$\delta I = \frac{B\delta\sigma}{r_0^2} \frac{(1 - \rho^2)(1 + \rho^2)^2}{1 - \rho^2 + 2\cos 2\varphi}. \quad (\text{VI.68})$$

Этим выражением удобнее пользоваться, если за переменную взять

$$z = 1 + \rho^2.$$

Определим из уравнения (VI.58) $\cos 2\varphi$ через z :

$$\cos 2\varphi = \frac{z^2 b + 1}{1 - z}.$$

После подстановки в выражение (VI.68) найдем

$$\delta I = \frac{B\delta\sigma}{r_0^2} \frac{z(2 - z)}{[z(-2b + 1) - 3]}. \quad (\text{VI.69})$$

С помощью выражений (VI.68), (VI.69) для случая точечного источника по данным координатам ρ и φ элемента отражателя легко определить силу света в направлении пучка. Гораздо интереснее обратная задача: для направления, заданного значениями координат b и c , определить силу света по этому направлению. Для этого нужно вычислить ρ и φ , соответствующие выбранным значениям b и c . Эта задача сводится к решению уравнения (VI.59) относительно z . Подставив найденное значение z в выражение (VI.69) для δI , найдем элементарную силу света по направлению b, c .

Распределение энергии в фигуре рассеяния в случае точечного источника. Выберем внутри фигуры рассеяния некоторую точку P . Найдем силу света элементарного потока, попадающего в точку P . Будем определять в дальнейшем положение точки P полярными координатами a и $\bar{\varphi}$, где a — радиус, проведенный из точки O фигуры рассеяния, лежащей на оптической оси, а $\bar{\varphi}$ — угол, составляемый им с меридиональной плоскостью. Очевидно, что

$$b = a \cos \bar{\varphi}; \quad c = a \sin \bar{\varphi}; \quad a^2 = b^2 + c^2.$$

Как мы уже видели, определение силы света в направлении на точку (a, φ) основывается на решении уравнения (VI.59). Нетрудно доказать, что при всех возможных значениях b и c все три корня этого уравнения будут вещественные.

Для решения уравнения воспользуемся выражением корней кубического уравнения в тригонометрической форме

$$z = 2 \sqrt[3]{r} \cos \frac{\psi + 2k\pi}{3}, \quad k = 0; 1; 2,$$

где

$$r = \frac{2b-1}{b^2+c^2} \sqrt{\frac{-2b+1}{3}},$$

a и ψ определяется из условия

$$\cos \psi = -\frac{1}{a^3 r}.$$

Можно решать это уравнение также методом последовательных приближений. Зная z , легко найти элементарные силы света; при этом принимать во внимание нужно только положительные значения корней, большие единицы.

Точки, для которых делались вычисления, равномерно распределены внутри фигуры рассеяния; значения a изменялись через 0,1 от 1 до 0,1; на дуге, соответствующей каждому выбранному значению a , вычислялось несколько равномерно распределенных точек, идущих через равные интервалы φ от 0 до φ_0 , где φ_0 — значение φ для точки, лежащей на каустике.

Нетрудно доказать, что точкам на каустике соответствует корень двойной кратности уравнения (VI.59).

Действительно, соотношение, которому должны удовлетворять коэффициенты кубического уравнения для того, чтобы уравнение имело корень двойной кратности, имеет в нашем случае вид

$$a^2 - \frac{(-2b+1)^2}{27} = 0.$$

Но это не что иное, как равенство (VI.59*), которому удовлетворяют координаты точек каустики.

Из уравнений (VI.60*), (VI.61) может быть найдено выражение для определения значений $\varphi = \varphi_0$, соответствующих точкам на каустике:

$$\cos \varphi_0 = -\frac{3 \sqrt[3]{b^2} - 1}{2b}.$$

Самый корень двойной кратности, как было показано выше, определяется формулой

$$Z_0 = -\frac{1}{\sqrt[3]{b^2}} = \frac{3}{1-2b}.$$

Таблица VI.6
К вычислению элементарной силы света

α	φ	Z_1	Z_2	A_1	A_2	$A = \frac{A_1}{A_2} +$	B_1	B_2	$B = \frac{B_1}{B_2} +$
0,9	1° 47' 04"	1,040	1,106	11,28	10,35	21,61	12,20	12,80	25,00
	3° 34' 07"	1,073	1,073	—	—	—	—	—	—
0,8	0° 38' 50"	1,075	1,250	4,86	3,75	8,61	5,65	6,25	11,40
	1° 17' 40"	1,075	1,250	4,88	3,76	8,64	5,67	6,27	11,94
	1° 17' 40"	1,070	1,249	4,92	3,81	8,73	5,74	6,33	12,07
	1° 56' 30"	1,078	1,247	5,00	3,89	8,89	5,88	6,44	12,29
	2° 35' 20"	1,080	1,245	5,12	4,01	9,13	5,01	6,81	12,82
	3° 14' 10"	1,083	1,242	5,29	4,18	9,47	6,25	6,84	13,09
	3° 53' 00"	1,086	1,236	5,53	4,42	9,95	6,58	7,18	13,75
	4° 31' 51"	1,091	1,233	5,87	4,75	10,62	7,04	7,64	14,88
	5° 10' 41"	1,096	1,227	6,34	5,23	11,57	7,69	8,29	15,98
	5° 49' 31"	1,104	1,219	7,07	5,95	13,02	8,70	9,30	18,00
0,7	6° 28' 21"	1,113	1,209	8,35	7,23	15,59	10,48	11,08	21,56
	7° 07' 11"	1,126	1,195	11,33	10,24	21,56	14,59	15,20	29,79
	7° 46' 01"	1,160	1,160	—	—	—	—	—	—
	0°	1,121	1,429	3,18	1,90	5,08	4,05	4,76	8,81
	4° 16' 20"	1,129	1,419	3,38	2,86	5,39	4,32	5,03	9,35
0,6	6° 24' 31"	1,140	1,406	3,57	2,30	3,87	4,74	5,45	10,19
	8° 32' 41"	1,157	1,387	4,05	2,78	6,83	5,57	6,28	11,64
	12° 49' 01"	1,268	1,268	—	—	—	—	—	—
8,6	0°	1,174	1,667	2,32	0,83	3,15	3,29	4,17	7,46
	1° 35' 24"	1,174	1,668	2,33	0,84	3,17	3,31	4,19	7,50
	3° 10' 48"	1,177	1,663	2,34	0,86	3,20	3,35	4,22	7,57
	4° 46' 04"	1,180	1,658	2,37	0,89	3,26	3,42	4,29	7,71
	6° 21' 25"	1,186	1,651	2,42	0,93	3,35	3,53	4,46	7,92
	7° 56' 47"	1,194	1,642	2,48	0,99	3,47	3,65	4,54	8,25
	8° 32' 08"	1,203	1,630	2,57	1,08	3,65	3,88	4,76	8,64
	11° 07' 60"	1,215	1,615	2,69	1,20	3,89	4,17	5,05	9,22
	12° 42' 51"	1,280	1,597	2,87	1,38	4,25	4,58	5,46	10,04
	14° 18' 13"	1,249	1,575	3,14	1,65	4,79	5,23	6,10	11,34
	15° 53' 34"	1,274	1,540	3,62	2,12	5,74	6,35	7,23	13,58
	17° 28' 55"	1,310	1,506	4,73	3,23	7,96	8,97	9,84	18,82
	19° 04' 16"	1,406	1,406	—	—	—	—	—	—

α	φ	Z_1	Z_2	A_1	A_2	$A = A_1 + A_2$	B_1	B_2	$B = B_1 + B_2$
0,5	0°	1,236	2,000	1,79	0,00	1,79	2,90	4,00	6,90
	2° 15' 42"	1,237	1,998	1,79	0,00	1,79	2,91	4,01	6,92
	4° 31' 25"	1,241	1,994	1,80	0,01	1,81	2,95	4,05	7,00
	6° 47' 07"	1,246	1,986	1,82	0,03	1,86	3,01	4,12	7,13
	9° 02' 50"	1,255	1,974	1,85	0,05	1,90	3,11	4,22	7,33
	11° 18' 32"	1,266	1,960	1,89	0,09	1,98	3,25	4,36	7,61
	13° 34' 15"	1,280	1,941	1,94	0,14	2,08	3,44	4,55	8,00
	15° 49' 57"	1,298	1,917	2,01	0,21	2,22	3,72	4,83	8,54
	18° 05' 40"	1,320	1,888	2,11	0,31	2,42	4,11	5,22	9,33
	20° 21' 22"	1,349	1,852	2,27	0,48	2,73	4,71	5,82	10,53
	22° 37' 05"	1,386	1,807	2,55	0,73	3,28	5,76	6,88	12,64
0,4	24° 52' 47"	1,440	1,744	3,19	1,37	4,56	8,21	9,32	17,53
	27° 03' 30"	1,587	1,587	—	—	—	—	—	—
	0°	1,312	2,500	1,41	—	1,41	2,89	4,17	6,86
	3° 11' 01"	1,313	2,497	1,41	—	1,41	2,71	4,18	6,88
	5° 22' 02"	1,318	2,490	1,42	—	1,42	2,74	4,22	6,96
	9° 33' 04"	1,327	2,477	1,43	—	1,43	2,81	4,29	7,10
	12° 44' 05"	1,339	2,458	1,44	—	1,44	2,91	4,39	7,30
	15° 55' 06"	1,355	2,432	1,45	—	1,45	3,05	4,54	7,59
	19° 06' 07"	1,377	2,402	1,47	—	1,47	3,25	4,74	7,99
	22° 17' 08"	1,403	2,364	1,50	—	1,50	3,53	5,02	8,55
	25° 26' 10"	1,437	2,317	1,54	—	1,54	3,93	5,42	9,35
0,2	28° 39' 11"	1,480	2,260	1,60	—	1,60	4,54	6,04	10,58
	31° 50' 12"	1,536	2,187	1,70	—	1,70	5,81	7,11	12,72
	35° 01' 13"	1,617	2,087	1,92	—	1,92	8,09	4,59	17,68
	38° 12' 14"	1,842	1,842	—	—	—	—	—	—
	0°	1,531	5,000	0,84	—	0,84	2,74	6,25	8,99
	7° 11' 23"	1,535	4,990	0,84	—	0,84	2,76	6,27	9,03
	14° 22' 45"	1,548	4,961	0,82	—	0,82	2,82	6,34	9,16
	21° 34' 08"	1,570	4,912	0,80	—	0,80	2,92	6,44	9,37
	23° 45' 30"	1,603	4,841	0,75	—	0,76	3,08	6,62	9,70
	35° 56' 53"	1,665	4,751	0,71	—	0,71	3,29	6,86	10,16
	43° 08' 15"	0,700	4,639	0,64	—	0,64	3,60	7,19	10,79
0,2	50° 19' 38"	1,770	4,504	0,52	—	0,52	4,02	7,64	11,67
	57° 31' 01"	1,857	4,342	0,36	—	0,36	4,64	8,29	12,92
	64° 42' 23"	1,969	4,150	0,09	—	0,09	5,58	9,26	14,84
	71° 53' 46"	2,116	3,917	—	—	—	7,21	10,93	18,14
	79° 05' 08"	2,329	3,613	—	—	—	10,96	14,72	25,63
	86° 16' 31"	2,924	2,924	—	—	—	—	—	—

α	$\bar{\varphi}$	Z_1	Z_2	A_1	A_2	$A = A_1 + A_2$	B_1	B_2	$B = B_1 + B_2$
0,1	0°	1,708	10,000	0,52	—	0,52	3,07	11,11	14,10
	15°	1,719	9,962	0,51	—	0,51	3,11	11,17	14,23
	30°	1,748	9,851	0,47	—	0,47	3,23	11,34	14,57
	45°	1,804	9,667	0,38	—	0,38	3,46	11,63	15,09
	60°	1,878	9,422	0,24	—	0,24	3,78	12,06	15,84
	75°	1,975	9,124	0,05	—	0,05	4,22	12,62	16,84
	90°	2,092	8,789	—	—	—	4,82	13,34	18,16
	105°	2,225	8,432	—	—	—	4,57	14,23	19,80
	120°	2,370	8,077	—	—	—	6,48	15,28	21,76
	135°	2,515	7,749	—	—	—	7,52	16,44	23,96
	150°	2,642	7,479	—	—	—	8,56	17,57	26,13
	165°	2,732	7,300	—	—	—	9,37	13,44	27,81
	180°	2,764	7,236	—	—	—	9,68	13,78	28,48

Подстановка этого значения Z_0 в выражение (VI.69) для элементарной силы света обращает знаменатель этого выражения в нуль.

Результаты всех вычислений сведены в табл. VI.6, где даны значения положительных корней Z_1 и Z_2 уравнения (VI.59), а также значения выражений

$$A = \frac{Z(2-Z)}{Z(1-2b)-3} \quad \text{и} \quad B = \frac{Z^2}{Z(1-2b)-3},$$

дающих относительную величину элементарной силы света для двух случаев: A — случая бесконечно малого элемента плоскости, излучающей по закону Ламберта, и B — случая точечного источника, сила света которого по всем направлениям постоянна.

Функции A и B вычислялись для обоих значений корня Z : A_1 и B_1 — значения этих функций для корня Z_1 ; A_2 и B_2 — для Z_2 .

Таблица VI.6 дает полную картину распределения световой энергии в рассматриваемом случае.

В качестве примера на рис. VI.47 представлен вид фигуры рассеяния для случая равномерно излучающей точки с нанесенными кривыми равной силы света или равной освещенности для зеркала с отверстием $Z = 4$, т. е. с углом захвата 120° — таким же, как и угол захвата полутораметровых зеркал. В каждую область фигуры рассеяния, ограниченную кругом, соответствующим краю зеркала, попадает элементарный пучок только от двух точек, симметрично расположенных на поверхности зеркала относительно его вершины. Действительно, каждую точку P внутри фигуры рассеяния можно представлять лежащей на пересечении двух окружностей 1 и 2 (рис. VI.48), принадлежащих двум раз-

личным зонам зеркала. Но в том случае, когда рассматриваемая точка P лежит внутри круга, полученного от края зеркала (окружность 3 на рис. VI.48), один из этих кругов отсутствует, так как нет той зоны зеркала, которая дала бы этот круг. Точкам же, лежащим в верхней половине фигуры

рассеяния между каустикой и верхней половиной круга, получаемого от края зеркала, соответствуют две окружности, радиус которых меньше значения z для края зеркала. На эти точки падает свет от двух различных точек зеркала (а всего от четырех точек).

Любой источник конечных размеров может быть разбит на бесконечно малые элементы, каждый из которых эквивалентен светящейся точке. Пользуясь приведенными на стр. 501 формулами, можно рассчитать долю каждого элемента в общем потоке и сложить полученные результаты.

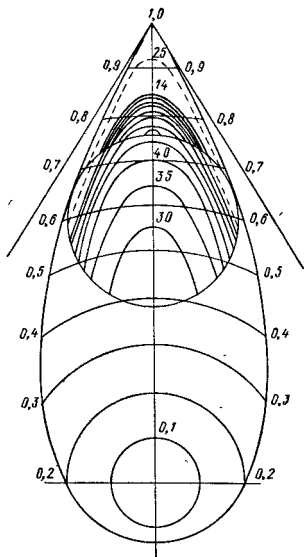


Рис. VI.47

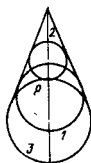


Рис. VI.48

Зеркала, защищаемые стеклянной линзой

Основные формулы. Непрочность отражающего слоя, покрывающего параболоидальные зеркала, привела к тому, что наряду с ними применяются менисковые линзы, задняя (отражающая) поверхность которых обладает параболоидальной формой; форма передней (преломляющей) поверхности определяется из условия отсутствия сферической аберрации.

На рис. VI.49 луч AM_1 в точке M_1 первой отражающей поверхности M_1M_2 зеркала разделяется на две части: отраженную M_1A_1 (углы падения и отражения i_1 и i и угловая аберрация,

т. е. угол луча с осью, δ_1) и преломленную M_1S . Луч M_1S_1 , образуя угол падения i с нормалью ко второй поверхности SK , отражается под углом i в направлении SM_2 , преломляется в точке M_2 , образуя с нормалью M_2C угол падения i'_2 и угол преломления i_2 .
Вышедший из зеркала луч M_2A_2 имеет угловую абберацию δ_2 . Очевидно, что угол, образованный лучами M_1A_1 и M_2A_2 , равен разности $z = \delta_2 - \delta_1$.

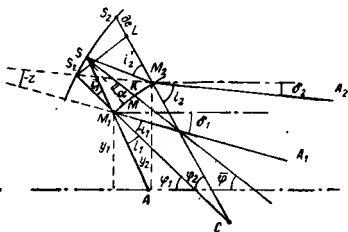


Рис. VI.49

Обозначим ординаты точек M_1 и M_2 буквами y_1 и y_2 , углы между осью абсцисс и нормальми M_1C и M_2C — буквами φ_1 и φ_2 . Угол между нормалью ко второй поверхности SK и осью назовем φ , а угол между нормальми к обоим поверхностям SM и SK обозначим через α .

Рассматривая углы между осью абсцисс и лучами SM_1 и SM_2 , с одной стороны, и лучами SM_2 и M_2A_2 — с другой, находим:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 + i'_1 &= \bar{\varphi} + i_1; \\ \varphi_2 - i'_2 &= \bar{\varphi} - i_2. \end{aligned} \right\} \quad (VI.70)$$

Но $\delta = \varphi - i$, следовательно, с учетом (VI.70) получаем

$$z = \varphi_2 - \varphi_1 - (i_2 - i_1). \quad (VI.71)$$

Наконец, закон преломления дает:

$$\left. \begin{aligned} \sin i_1 &= n \sin i'_1; \\ \sin i_2 &= n \sin i'_2, \end{aligned} \right\}$$

где n — показатель преломления стекла отражателя.

Так как разность ординат $y_2 - y_1$ — величина малая, можно воспользоваться приемом разложения величин в ряды и ограничиться в дальнейших вычислениях членами I-го порядка относительно $y_2 - y_1$. Поэтому можно принять, что

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{d\varphi}{dy} (y_2 - y_1),$$

или, воспользовавшись известным соотношением

$$y = p_1 \operatorname{tg} \varphi,$$

вместо этого написать

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\cos^2 \varphi}{p_1} (y_2 - y_1); \quad (\text{VI.72})$$

при этом для φ можно взять любое значение между φ_1 и φ_2 .

Далее с той же степенью точности можно написать

$$y_2 - y_1 = \overline{M_1 M_2} \cos \varphi = (\overline{M_1 M} + \overline{M M_2}) \cos \varphi.$$

Из треугольников SM_1M и SMM_2 находим M_1M и MM_2 :

$$y_2 - y_1 = e [\operatorname{tg} i + \operatorname{tg} (i + \alpha) \cos \varphi],$$

где e означает толщину зеркала SM . Таким образом, вместо (VI.72) имеем

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{e}{p_1} \cos^2 \varphi [\operatorname{tg} i + \operatorname{tg} (i + \alpha)]. \quad (\text{VI.73})$$

Из уравнений (VI.70) определяем i :

$$i = \frac{1}{2} (i'_2 + i'_1) - \frac{1}{2} (\varphi_2 - \varphi_1).$$

Замечаем, что

$$\alpha = \frac{1}{2} (\varphi_1 + \varphi_2 - 2\varphi) = \frac{1}{2} (i'_2 - i'_1). \quad (\text{VI.74})$$

Пренебрегая в правой части уравнения (VI.73) величинами 3-го порядка малости в суммах под знаками тангенсов, получим

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2e}{p_1} \cos^2 \varphi \operatorname{tg} \frac{1}{2} (i'_1 + i'_2).$$

Уравнение (VI.74) с учетом закона преломления дает следующее приближенное выражение для разности $i_2 - i_1$:

$$i_2 - i_1 = \frac{2n\alpha \cos \frac{1}{2} (i'_2 + i'_1)}{\cos \frac{1}{2} (i_2 + i_1)}.$$

Итак, уравнение (VI.71) может быть заменено приближенным уравнением

$$z = \frac{2e}{p_1} \cos^2 \varphi \operatorname{tg} \frac{1}{2} (i'_1 + i'_2) - \frac{2n\alpha \cos \frac{1}{2} (i'_1 + i'_2)}{\cos \frac{1}{2} (i_1 + i_2)}. \quad (\text{VI.75})$$

Зависимость между углом α и изменением толщины зеркала e получим из того же рнс. VI.49, если представим, что дуга M_1M_2 на этот раз изображает элементарную дугу с центром кривизны в S и радиусом $M_1C = r$, определяемым уравнением

$$r = p \sec^2 \varphi.$$

Проведя concentрическую дугу радиусом $CS_1 = r + e$, на-
ходим отрезок S_2L , изображающий элементарное изменение тол-
щины de ; из элементарного треугольника S_2S_1L имеем

$$de = (r + e) \operatorname{tg} \alpha \, d\varphi. \quad (\text{VI.76})$$

Пренебрегая e по сравнению с r (обыкновенно e не больше $0,015r$) и заменяя r и $d\varphi$ их значениями, находим

$$\alpha = \frac{de}{dy} \cos \varphi. \quad (\text{VI.77})$$

Искомое дифференциальное уравнение получается после исклю-
чения α из уравнений (VI.76) и (VI.77):

$$z = \frac{2e}{p_1} \cos^3 \varphi \operatorname{tg} \frac{1}{2} (i'_1 + i'_2) - 2n \frac{de}{dy} \frac{\cos \frac{1}{2} (i'_2 + i'_1) \cos \varphi}{\cos \frac{1}{2} (i_2 + i_1)}. \quad (\text{VI.78})$$

Так как углы i_2 , i'_2 и φ_2 отличаются от соответствующих углов с индексом 1 лишь на малые величины одного порядка с отноше-
нием $\frac{1}{p_1} (y_2 - y_1)$, то разностями этих углов во всех суммах
можно пренебречь; угол φ можно заменить почти равным ему
углом i_2 , так как первая поверхность весьма близка к параболо-
идальной, и, наконец, показатель можно заменить отношением син-
усов углов i_2 и i'_1 ; тогда уравнение (VI.78) примет вид

$$\frac{de}{dy} = \frac{e \operatorname{tg}^2 i'_2}{p \operatorname{tg} i_2} \cos^2 i_2 - \frac{1}{2} z \frac{\operatorname{tg} i'_2}{\sin i_2}. \quad (\text{VI.79})$$

Линейное уравнение K -го порядка (VI.79) имеет интеграл вида

$$e = \left(e_0 - \frac{1}{2n} \int_0^y z \, dy \right) \sec i'_2. \quad (\text{VI.80})$$

В этом можно убедиться, подставив (VI.80) в уравнение (VI.79);
постоянная интегрирования определена из того условия, что при
 $y = 0$ i_2 и i'_2 также равны нулю и толщина зеркала в центре равна
измеренной величине e_0 . Согласно определению, имеем

$$z = \delta_2 - \delta_1.$$

Предположим, что первая поверхность параболоидальная, тогда
световой поток, отраженный от нее и составляющий 4% всего
потока энергии, попадающего на зеркало, также выходит из си-
стемы параллельным пучком, т. е. при этом предположении $\delta_1 = 0$.
Так как по условию задачи сферическая абберация системы
должна быть исправлена, то $\delta_2 = 0$, что равносильно условию
 $z = 0$; тогда уравнение (VI.80) принимает простой вид

$$e = e_0 \sec i'_2.$$

Это уравнение определяет форму отражающей поверхности отражателя, но не дает непосредственной зависимости между толщиной e и высотой y падения луча на первую поверхность; выведем эту зависимость.

Пусть A_2M_2 (рис. VI.50) — луч, падающий на первую поверхность зеркала на высоте y_2 в обратном ходе из бесконечности. Угол, образуемый лучом с нормалью, равен i_2' ; вследствие отсутствия сферической аберрации $i_2' = \varphi$, причем $\operatorname{tg} \varphi = \frac{y_2}{p_1}$, где p_1 — параметр параболоида.

Таким образом,

$$\sec i_2' = \sec \varphi = \sqrt{1 + \frac{y_2^2}{p_1^2}};$$

уравнение (VI.80) можно написать в таком виде:

$$e = e_0 \sqrt{1 + \frac{y_2^2}{p_1^2}}.$$

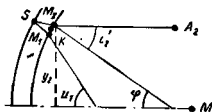


Рис. VI.50

Толщина e представляет собой расстояние между двумя поверхностями по нормали в точке M_2 , а не в точке K (рис. VI.50), лежащей несколько ниже, чем M_2 . Но вследствие близости точек K и M_2 с достаточной точностью можно принять, что ординаты обеих точек равны, и написать

$$e = e_0 \sqrt{1 + \frac{y^2}{p_1^2}},$$

где e отсчитывается по нормали в точке M_2 . Расчет формы поверхности показывает, что она очень мало отклоняется от параболоида вращения; так как отступления от параллельности лучей отраженного пучка прожектора без ущерба могут достигать величины одного порядка с углом, под которым источник света виден из вершины зеркала, и так как эти отступления обычно колеблются в пределах $15-30'$, то замена «безабберационной» поверхности параболоидальной вполне возможна; отступления одной поверхности от другой лежат в пределах точности изготовления отражателей.

Зеркало Манжена. Оно представляет собой линзовый мениск со сферическими поверхностями; выпуклая поверхность его посеребрена. Система определяется двумя параметрами — радиусами кривизны поверхностей. При исправленной сферической аберрации радиусы кривизны обеих поверхностей зеркала Манжена сильно отличаются друг от друга, и толщина зеркала на краю довольно велика, что приводит, с одной стороны, к значительной массе системы, а с другой, — к заметной хроматической аберрации. Более рационально пользоваться компромиссным типом зеркала с уменьшенной разностью кривизны поверхностей; хотя у таких систем остается небольшая сферическая аберрация, но

они стандартизованы и приняты во всех странах Европы (США пока не примкнули к европейскому стандарту). В соответствии с правилами № 1 ЕЭС ООН, ближний свет фары не должен оказывать слепящего действия на встречный транспорт и должен обеспечивать освещение дороги перед машиной на расстоянии не менее чем на 30 м. Характеристики светового пучка определяются значениями освещенности в ряде характерных точек экрана, устанавливаемого на расстоянии 25 м от фары перпендикулярно дороге.

Расчет формы рассеивателя можно вести полностью вычислительным путем при условии наличия точных световых характеристик нитей источника света.

Поскольку размеры нитей нельзя считать бесконечно малыми по сравнению с фокусным расстоянием параболоидального зеркала, то расчет приходится вести, разделив нить на некоторое число отдельных элементов, и рассчитывать ход лучей

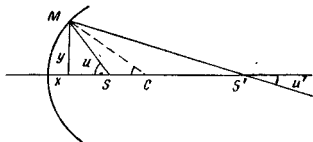


Рис. VI.52

или бесконечно узких потоков, излучаемых этими элементами. Для этих расчетов можно использовать следующие формулы.

Уравнение параболы, отнесённое к ее вершине, записывается в виде $y^2 = 2px$. Абсцисса s' точки S' пересечения луча с осью и угол наклона u' (рис. VI.52) определяются по формулам

$$s' = \frac{ps + 2px + 2x^2}{2s - p}; \quad (\text{VI.81})$$

$$\operatorname{tg} u' = \frac{\sqrt{2p}(2s - p)}{ps} \frac{x^{1/2}}{1 + \frac{3p - 2s}{ps}x + \frac{2}{ps}x^2}. \quad (\text{VI.82})$$

Пусть источник имеет вид цилиндра, расположенного на оси рефлектора. Каждый элемент ds_1 получает поток $d\Phi$, равный

$$d\Phi = Bds_1 \frac{ds_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{r^2} = Bds_1 \frac{r du dy d\omega \sin u}{r^2} = Bds_1 du d\omega \sin^2 u.$$

Если взять x за независимую переменную, то поскольку

$$\operatorname{tg} u = \frac{y}{s - x} = \frac{\sqrt{2px}}{s - x},$$

имеем

$$du \sin^2 u = \sqrt{(2p)^3} \frac{(s + x) x^{1/2}}{[s^2 + 2(p - s)x + x^2]^3}.$$

Итак,

$$d\Phi = Bds_1 \frac{\sqrt{(2p)^3} x(s + x)}{[s^2 + 2(p - s)x + x^2]^3} dx d\omega. \quad (\text{VI.83})$$

Определим размер освещаемой потоком $d\Phi$ площади $d\Sigma$ экрана, находящегося на большом расстоянии L от фары. Поскольку L намного больше, чем s' и x , можно писать для $d\Sigma$

$$d\Sigma = L^2 \operatorname{tg} u' d(\operatorname{tg} u') d\omega.$$

Обозначим:

$$\frac{\sqrt{2p}(2s-p)}{ps} = A; \quad \frac{3p-2s}{ps} = B_1; \quad \frac{2}{ps} = C.$$

Тогда

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} u' &= A \frac{x^{1/2}}{1 + B_1 x + C x^2}; \\ d\Sigma &= L^2 \frac{A^2}{2} \frac{1 - B_1 x - 3C x^2}{(1 + B_1 x + C x^2)^3} dx d\omega; \\ E &= \frac{d\Phi}{d\Sigma} = \frac{B d e_1}{L^2 A^2} \sqrt{8 p^3 x} \frac{s+x}{[s^2 + 2(p-s)x + x^2]^2} \frac{(1 + B_1 x + C x^2)^2}{1 - B_1 x - 3C x^2}. \end{aligned}$$

Таким образом,

$$\begin{aligned} E &= \frac{B d e_1}{L^2} \sqrt{2 p x} \frac{1}{(2s-p)^2} \frac{s+x}{[s^2 + 2(p-s)x + x^2]^2} \times \\ &\times \frac{[ps + (3p-2s)x + 2x^2]^2}{[ps - (3p-2s)x - 6x^2] - 6 \left[\left(x - \frac{p}{2} \right) \left(x - \frac{s}{3} \right) \right]}. \quad (\text{VI.84}) \end{aligned}$$

Эта освещенность E относится к точке, находящейся на расстоянии $l' = L \operatorname{tg} u'$ от оси, т. е.

$$l' = \frac{L \sqrt{2p(2s-p)} x^{1/2}}{ps + (3p-2s)x + 2x^2}. \quad (\text{VI.85})$$

Все приведенные выше формулы для расчета освещенности дают приближенные результаты, так как вычисления основаны на измерении характеристик источников света, а последние не могут быть получены с большой точностью. Кроме того, вычисления довольно громоздки. Поэтому на практике может оказаться проще и надежнее определить экспериментально структуру потока, отраженного от параболического зеркала, и использовать полученные результаты для расчета формы рассеивателя. С этой целью разбивают поверхность рассеивателя на большое число (около 200) участков размером не более 10×10 мм, например с помощью вращающегося черного диска с перемещающимся по диаметру квадратным отверстием размером 10×10 мм. Находят распределение освещенности, создаваемое проходящим через отверстие пучком, на поверхности экрана, расположенного на расстоянии 25 м. Располагая картиной распределения освещенностей от каждого элемента рассеивателя, можно приступить к определению профиля рассеивателя.

Рассеиватель состоит из небольших участков трех видов:

1) клиновидных, т. е. образующих оптический клин с небольшим преломляющим углом α ; действие клина заключается в параллельном переносе картины освещенности по экрану, причем направление переноса определяется наклоном ребра клина, а величина его — углом α ;

2) цилиндрических, т. е. образующих цилиндрические линзы; действие этих элементов заключается в рассеянии энергии в направлении главного сечения линзы; величина этого рассеяния зависит только от радиуса кривизны сечения и ширины полосы;

3) линзовых, т. е. играющих роль линз, рассеивающих одинаково по всем направлениям.

На практике линзовые элементы, а также комбинации клиньев с цилиндрическими элементами редко встречаются.

Очевидно, что при огромном числе участков (около 100 приходится на часть рассеивателя действующей фары в режиме «ближний свет») и возможных вариантов формы последних имеется бесконечно большое число удовлетворительных решений профиля рассеивателя. Но среди этой бесконечности решений следует искать наиболее приемлемые в отношении легкости изготовления, внешнего вида, патентоспособности рассеивателей.

Выбор элементов, т. е. определение их расположения, площади и формы, рационально проводить постепенными приближениями, начиная с самых простых и постепенно усложняя, увеличивая число элементов, используя более совершенные комбинации форм, добиваясь более строгого выполнения требований по распределению освещенности.

В первом приближении можно разделить рабочую зону рассеивателя (верхнюю половину для ближнего света) на небольшое число участков (шесть—восемь) одинаковой площади; для каждого участка следует определить картину распределения освещенности на условном экране, используя данные о результатах измерений для сантиметровых элементов (требуется только складывать освещенности составляющих сантиметровых элементов). Затем строят картину распределения для всей рабочей части, после чего, придавая выбранным крупным участкам форму клиньев с горизонтальными и вертикальными ребрами, т. е. производя смещение картин освещенности в вертикальном и горизонтальном направлениях, подгоняют общую картину распределения ближе к требуемой путем перекачивания энергии из тех мест, где ее слишком много, к участкам, где ее не хватает, но при минимально возможных перемещениях. Эта работа длительная, но опыт быстро накапливается и постепенно создается более благоприятная картина. Для облегчения работы надо приготовить таблицу, включающую как частичные значения освещенности (создаваемые каждым участком), так и суммарные величины (создаваемые всем рассеивателем). Можно использовать и ЭВМ, автоматически подгоняющую все углы клиньев до получения оптимального, т. е. ближайшего к требуемому, распределения.

Во втором приближении следует увеличивать в два-три раза число участков, используя те же приемы. Здесь уместно часть элементов придать вид цилиндрических линз для сглаживания распределения и устранения резких переходов, запрещенных общими техническими условиями.

Этот процесс постепенного усовершенствования может быть продолжен до тех пор, пока не будут удовлетворены все условия. Далее можно ввести еще различные изменения, уже не влияющие на распределение, но улучшающие внешний вид расщепителя, упрощающие технологию изготовления.

Следует отметить, что из всех возможных вариантов надо выбирать тот, который приводит к минимальным перемещениям картины распределения от каждого участка, так как при этом получается наименьшее отступление от сферической формы второй поверхности и создаются наилучшие условия для режима дальнего света: при таком режиме нежелательны большие отклонения от структуры пучка, отраженного от рефлектора.

Некоторыми зарубежными фирмами применяются эмпирические приемы подгонки профиля расщепителя путем составления макетов из наборов клиньев с различными размерами и углами и цилиндрических линз различной оптической силы. Однако в настоящее время рациональнее использовать ЭВМ, которые могут значительно быстрее выполнить систематическую подгонку деталей по изложенной выше методике.

8. ЛИНЗА ФРЕНЕЛЯ

Общие сведения

В 1822 г. Френелем была предложена оригинальная оптическая система освещения для маяков, состоящая из небольшого числа торических элементов, заменяющих простую линзу, и обладающая значительно меньшим весом и лучшим исправлением сферической аберрации. Линза Френеля состоит из нескольких поясов с одной общей плоской поверхностью $AA_1 \dots A_4$ (рис. VI.53). Вторая поверхность торическая, иногда сферическая. Форма поверхности определяется из условия, что лучи, падающие на плоскую поверхность параллельно общей оси OO' , собираются в общем фокусе F' на достаточно малую площадку, окружающую точку F' .

Свойства линзы Френеля и ее применения в маяках и других осветительных системах дальнего действия подробно описаны в [3].

В последние годы успехи химии и станкостроения привели к освоению нового типа линз Френеля: материалом для них служат пластмассы, в частности полиметилметакрилат ($n_D = 1,4912$, $n_{CF} = 1,575$) и полистирол ($n_D = 1,5910$, $n_{CF} = 1,511$). В отличие от прежних — стеклянных торических элементов, ширина кольцевых зон может быть доведена до нескольких десятых миллиметра, а диаметр линзы достигает в настоящее время метра и более, что

позволяет получить чрезвычайно большие концентрации световой энергии на малых площадках. Малая ширина зон дает возможность получить качество изображения, приближающееся к тому, которое дают хорошие конденсоры и подобные светотехнические системы, а также позволяет заменить торические поверхности коническими, что значительно облегчает изготовление линз.

Новые линзы Френеля нашли применение в первую очередь в качестве конденсоров, концентрирующих падающий на матовое стекло фотоаппаратов световой поток в глаз наблюдателя, благодаря чему значительно увеличивается яркость рассматриваемого изображения поля зрения. Для этого линза Френеля должна изображать выходной зрачок объектива на зрачке глаза. Требования к качеству линзы весьма низки и сводятся к тому, чтобы весь пучок, прошедший через объектив, попал в зрачок глаза. Кроме того, необходимо, чтобы, рассматривая на матовом стекле (с помощью лупы или без нее) изображение снимаемого поля зрения, глаз не различал границ зон линзы. Из этого условия определяется максимально допустимый размер зон.

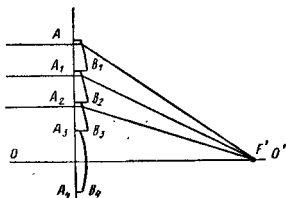


Рис. VI.53

Линзы Френеля нового образца во многих случаях могут заменить сложные многолинзовые конденсоры, т. е. они обладают чрезвычайно большим (в сущности, неограниченным) относительным отверстием. К сожалению, материал, из которого изготавливаются эти линзы, не выдерживает температур, превышающих 70—80° С, поэтому нельзя располагать их близко к источникам, обладающим большой силой света. Появление телевизоров с их на первых порах небольшими экранами и тяжелыми водяными линзами-лупами навело на мысль об использовании линз Френеля в качестве легких и дешевых луп; с помощью этих линз оказалось возможным увеличить видимый линейный размер экрана в два-три раза.

Одна из поверхностей линз Френеля обычно плоская, но не исключена возможность использования сферических поверхностей. В последнем случае линза обладает двумя коррекционными параметрами (у линзы с плоской поверхностью лишь один такой параметр). Но изготовление вогнутых или выпуклых линз связано с серьезными трудностями.

Расчет линзы Френеля для параллельного луча

При заданных значениях фокусного расстояния линзы f' и показателя преломления n ее материала для каждого значения радиуса кривизны первой поверхности существует зависимость

между преломляющим углом α пояса и расстоянием от осн h , на котором находится пояс (рис. VI.54). Эта зависимость может быть установлена посредством ряда формул, заимствованных из расчета хода лучей через оптическую систему. Если первая поверхность плоская, имеем:

$$\left. \begin{aligned} i_2' &= \alpha; \sin i_2' = n \sin i_2; \\ u_2' &= i_2' - i_2; h = f' \operatorname{tg} u_2'. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.86})$$

Задавая для α ряд равностоящих значений, определяют h по формулам (VI.86). Если число значений достаточно велико (10—15), можно составить график для α как функции от h и из него определить значение α , соответствующее заданному значению h .

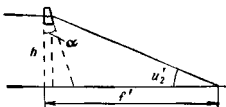


Рис. VI.54

Точность определения требуется небольшая, порядка нескольких минут. Если желательна большая точность, можно составить интерполяционную формулу вида

$$\alpha = a_1 h + a_2 h^3 + a_3 h^5,$$

для чего достаточно рассчитать три луча. Ширину зоны Δh выбирают исходя из требований к качеству изображения: эта величина должна быть меньше желаемого диаметра кружка рассеяния. Кроме того, при выборе Δh должно приниматься во внимание условие, чтобы глаз не различал отдельных зон; наконец, чем больше Δh , тем меньше зон (поясов) и тем легче изготовить линзу.

Среднюю зону рассчитывают как плоско-выпуклую линзу; ее диаметру следует давать максимальное значение, при котором ее поперечная сферическая аберрация не превышает разрешаемой величины.

Аналогичный процесс можно осуществить, когда плоскость объектов находится на конечном расстоянии. Если увеличение линзы близко к -1 , рационально использовать две линзы Френеля, расположенные симметрично по отношению друг к другу. В этом случае целесообразно расположить плоские поверхности наружу и герметизировать систему линз, чтобы пыль не могла попасть на их ступенчатые внутренние поверхности. Тогда требуется новый набор формул:

$$\left. \begin{aligned} \sin i_1' &= \frac{1}{n} \sin \alpha; \quad i_2 = \alpha - i_1'; \\ \sin i_2' &= n \sin i_2; \quad h = f \operatorname{tg} i_2', \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.87})$$

с помощью которого можно получить зависимость h от α и обратную зависимость α от h (по графику или с помощью приведенной выше интерполяционной формулы).

Пусть EE_1 (рис. VI.55) — экран; LL_1 — линза Френеля, расположенная на расстоянии e от экрана; O — глаз наблюдателя; a — расстояние LO от линзы до глаза. Увеличение лупы Γ определяется как отношение $\Gamma = \frac{u'}{u}$, где u и u' — углы, под которыми видны из точки O отрезки $EA = l$ и $EA' = l'$.

В параксиальной области фокусное расстояние линзы определяется по формуле $f' = \frac{ae}{a-e} \frac{\Gamma}{\Gamma-1}$. Отметим, что точка A' является изображением точки экрана E , а лишь точкой пересечения с экраном преломленного линзой луча OL_1 . Строго говоря, расчет зависимости угла α от h в рассматриваемом случае следует вести иначе, чем расчет концентрирующей линзы. Последняя должна быть исправлена в отношении сферической аберрации, а линза-лупа — в отношении дисторсии, т. е. отношение $\frac{tg u'}{tg u}$ должно быть постоянным и равным Γ . Легко определить значение угла α в параксиальной области. Оно равно

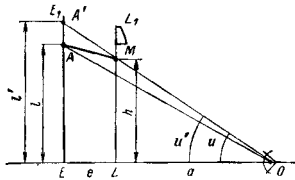


Рис. VI.55

$$\alpha_0 = \frac{\Gamma-1}{\Gamma} \frac{a+e}{ae} h. \quad (VI.88)$$

Определение точного значения α , соответствующего условию $\frac{tg u'}{tg u} = \Gamma$, может быть выполнено следующим образом.

Предположим, что первая поверхность (со стороны наблюдателя) плоская. Имеем ряд соотношений:

$$\left. \begin{aligned} tg u' &= \frac{h}{a}; \quad i_1 = u'; \\ \sin i_1 &= \frac{1}{n} \sin u'; \\ i_2 = \alpha + i_1'; \quad \sin i_2 &= n \sin i_2'; \quad u = i_2' - \alpha; \\ l &= h + e tg u = \frac{(a+e) tg u'}{\Gamma}. \end{aligned} \right\} \quad (VI.89)$$

Задавая α несколько значений, одно равное α_0 [формула (VI.88)] и два равных $\alpha_0 + \Delta$, $\alpha_0 - \Delta$, где Δ — небольшая доля угла α (например, $1/5 \alpha_0$), находим три значения l ; интерполяция позволяет определить то значение угла α , при котором l получает значение, удовлетворяющее условию ортоскопии, а именно $l =$

$= \frac{l'}{r}$. Остальные aberrации ничтожно малы вследствие малости апертуры, определяемой как отношение диаметра глазного зрачка к расстоянию a до экрана; это отношение не превышает нескольких тысячных.

Вычисления показывают, что углы α , полученные из условия устранения дисторсии, мало отличаются от тех, которые вытекают из условия исправления сферической aberrации; по этой причине зарубежные фирмы, выпускающие линзы-лупы Френеля, придают им форму, соответствующую условию устранения сферической aberrации для бесконечно удаленного объекта.

Ниже приведена зависимость значений преломляющего угла α элемента конической поверхности от высоты $h = \operatorname{tg} u' (f' = 1)$ для случая бесконечно удаленного объекта и первой плоской поверхности при выполнении условия исправления сферической aberrации ($n_D = 1,491$).

$\alpha, \dots^\circ$	1	10	20	30	40
$\operatorname{tg} u'$	0,00857	0,08764	0,1882	0,3288	0,6598

Наличие неустранимой хроматической aberrации приводит к тому, что даже при идеальном изготовлении линзы качество изображения оказывается плохим. Поэтому допуск на угол α обычно берут довольно большим — до $5-10'$, а для линз-конденсоров фотографических аппаратов — еще больше.

Апланатическая линза Френеля

Как было указано выше, линзы Френеля могут удовлетворить двум коррекционным условиям, если придать гладкой (без ступеней) поверхности форму сферы или поверхности, определяемой уравнением

$$x = a(y^2 + z^2) + b(y^2 + z^2)^2 + \dots$$

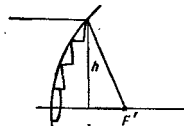


Рис. VI.56

В частности, можно так рассчитать линзу Френеля, чтобы она оказалась апланатической при бесконечно удаленной плоскости объектов. Такие линзы представляют интерес в некоторых областях светотехники. Например, с помощью такой линзы можно осуществить равномерное

освещение экрана при надлежащем источнике света; кроме того, эти линзы создают более совершенные изображения, чем плоские линзы Френеля, поскольку кроме сферической aberrации позволяют исправить также и кому.

Аплаиатические линзы должны удовлетворить условию синусов, откуда следует, что линза, рассматриваемая как бесконечно тонкая система, должна иметь форму сферы, центр которой находится в фокусе F' (рис. VI.56). Исправление сферической аберрации достигается надлежащей зависимостью преломляющих углов α отдельных зон от высоты h . Эта зависимость может быть определена из условия, что все лучи, падающие на линзу параллельно оси, после преломления от отдельных зон пересекают ось в общей точке F' . Методика расчета не отличается от приведенной выше для случая плоских линз Френеля.

8. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТОВОГО ПОТОКА, ВХОДЯЩЕГО В СВЕТИЛЬНИК

Для определения средней освещенности, создаваемой светильником на заданной поверхности экрана, необходимо знать, какая часть светового потока, излучаемого источником света, падает на зеркало светильника.

Рассмотрим решение этой задачи для случая, когда источник мал по сравнению с его расстоянием до зеркала и можно его считать точечным. Кривая силы света I предполагается известной и обладающей осевой симметрией, что оправдывается в большинстве встречающихся на практике светильников.

Пусть (рис. VI.57) O — источник света; OL — световой луч, образующий угол θ с вертикалью Oz , совпадающей с осью симметрии источника света, и угол u с осью Ox ; φ — угол меридиональной плоскости, содержащей луч OL , с координатной плоскостью xOz . Углы u , φ , θ связаны соотношением

$$\cos \theta = \sin u \cos \varphi, \quad (\text{VI.90})$$

которое легко получить, опуская из точки L перпендикуляр LH на плоскость xOy и определяя величину

$$LH = R \sin u \cos \varphi = R \cos \theta.$$

Сила света I связана с углом θ соотношением $I = f(\theta)$.

Определим световой поток Φ , излучаемый источником O в телесный угол Ω , ограничиваемый окружностью M_1M_2 , видимой из точки O под плоским углом $2u_k$, которому соответствует телесный угол $\Omega = 2\pi (1 - \cos u_k)$.

Поток Φ , входящий в телесный угол Ω , определяется формулой $\Phi = \int I(\theta) d\Omega$, где C — контур M_1M_2 . Этот поток может

быть определен с помощью следующего графического метода.

Рассмотрим сферу радиусом R с центром C (рис. VI.58). Ее пересечение с плоскостью PP_1 , перпендикулярной оси OC , образует окружность AA_1A_2 радиусом $r = R \sin u_k$. Эта окружность видна из центра C под телесным углом Ω , равным площади части сферы ASA_1A_2 , деленной на квадрат радиуса R . Эта площадь

равна $2\pi R_1^2 (1 - \cos u_k)$, где u_k — угол, под которым радиус r виден из точки C , и телесный угол Ω определяется формулой

$$\Omega = 2\pi (1 - \cos u_k) = 4\pi \sin^2 \frac{u_k}{2}.$$

Построим семейство окружностей с общим центром C_1 и радиусам $r_1 = 2R_1 \sin \frac{u_k}{2}$; величинам u_k придадим округленные значения, например 0, 5, 10, ..., 180°; R_1 — множитель масштаба.

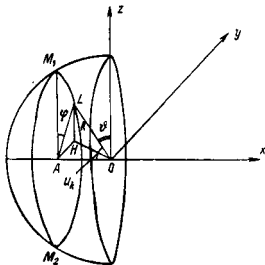


Рис. VI.57

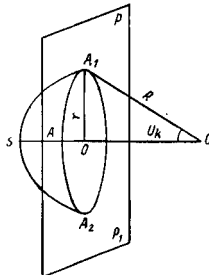


Рис. VI.53

Площадь круга радиусом r_1 равна

$$4\pi R_1^2 \sin^2 \frac{u_k}{2},$$

т. е. $R_1^2 \Omega$. График, состоящий из описанного семейства окружностей, позволяет определить телесный угол, соответствующий любому наперед заданному плоскому углу u_k , путем измерения площади круга.

Второй множитель, входящий в выражение Φ , т. е. I , есть функция только от угла θ , который в каждой точке рассматриваемого графика имеет значение, определяемое из уравнения (VI.90). Придавая величинам u и θ достаточное число значений, определяем Φ из этого уравнения и строим семейство кривых, соответствующих значениям $\theta = 0, 5, 10, \dots, 180^\circ$.

В результате этих вычислений получаем график (рис. VI.59). Вдоль кривых $\theta = \text{const}$ сила света I также постоянна.

Выражение потока $\Phi = \int I d\Omega$ может быть переписано в виде

$$\Phi = \int F(\theta) \frac{d\Omega}{d\theta} d\theta,$$

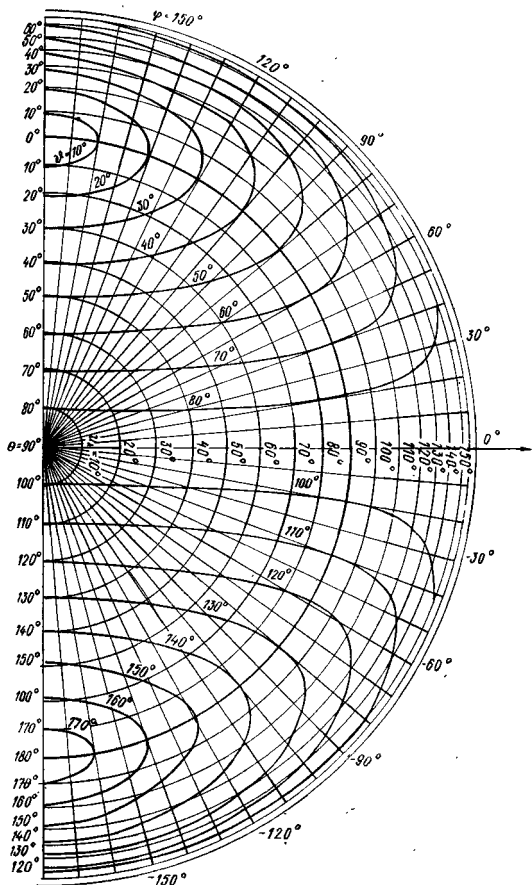


Рис. VI.59

где за независимую переменную принят угол θ . Функция $F(\theta)$ считается известной, а производная $\frac{d\Omega}{d\theta}$ может быть вычислена из графика на рис. VI.59 для ряда значений угла u_k . С этой целью на графике с помощью планиметра или любым другим достаточно точным приемом определяем площади, ограниченные кривыми равных θ , отстоящими друг от друга на некоторую величину $\Delta\theta$, например $\Delta\theta = 10^\circ$.

Пусть $\Delta S_1, \Delta S_2, \dots, \Delta S_p$ — значения этих площадей; из теории интерполяции известно, что

$$\frac{f'(\theta_k)}{\Delta\theta} = \Delta S_1 - \frac{\Delta^2 S}{2} + \frac{\Delta^3 S}{3} - \dots,$$

где $\Delta^2 S, \Delta^3 S$ — вторые и третьи разности S ; θ_k — значение θ , при котором начинается счет площадей.

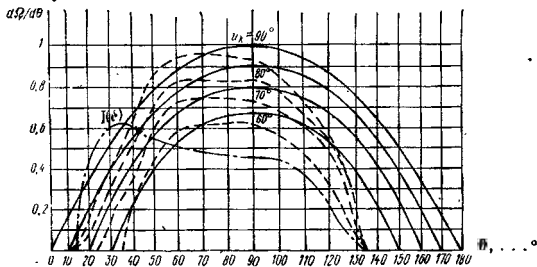


Рис. VI.60

Как известно, при вычислении производных от функции в общем случае точность теряется, поэтому необходимо обеспечить хорошую точность определения площадей и высокое качество графика.

На рис. VI.60 приведены кривые значений производных $\frac{d\Omega}{d\theta}$ при $u_k = 90, 80, 70, 60^\circ$ (сплошные линии); за единицу принято значение этой производной при $u_k = 90^\circ$ и $\theta = 90^\circ$. Кривые составлены при шкале θ , совпадающей со шкалой на рис. VI.61.

Определение потока Φ , охватываемого конусом с углом у вершины $2u_k$, производится следующим образом. На графике (рис. VI.60) чертится кривая $I(\theta)$ в удобном масштабе.

Пусть N — значение силы света, соответствующее ординате $y = R_1$. Ординаты кривой $I(\theta)$ умножаются на ординаты кривой $\frac{d\Omega}{d\theta}$ при тех же значениях θ , и кривая, полученная путем умножения ординат, чертится на том же графике при той же шкале углов θ (штриховые линии на рис. VI.60).

Площадь S_2 , ограниченная кривой $I(\theta) \frac{d\Omega}{d\theta}$ и осью абсцисс, пропорциональна потоку Φ , и остается только определить коэффициент пропорциональности K , т. е. число люменов, приходящихся на единицу площади.

Пусть R_1 — радиус окружности, соответствующий значению $u_k = 90^\circ$. Телесный угол Ω для этого значения u_k равен 2π , а площадь S круга с радиусом R_1 равна πR_1^2 . С другой стороны, площадь S_1 , заключенная между осью и кривой при $u_k = 90^\circ$, представляющей с достаточно большой степенью точности параболу (рис. VI.61), занимает $2/3$ прямоугольника $ABCD$, т. е.

$$S_1 = \frac{2}{3} 2R_1^2 = \frac{4}{3} R_1^2.$$

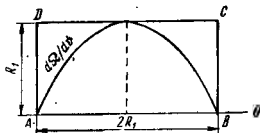


Рис. VI.61

Она должна равняться 2π ср или $R_1^2 = \frac{3\pi}{2} = 4,712$ ср.

Переходя к световому потоку, равному произведению телесного угла на силу света N , получаем, что площади R_1^2 соответствует поток $\frac{3\pi}{2} N = 4,712 N$.

Например, если $R_1 = 10$ см и $N = 50\,000$ кд, то 1 см^2 соответствует потоку $\Phi = 2360$ лм.

Приведем численный пример. Требуется вычислить поток, падающий на зеркало при апертурных углах $60^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$ от пятикиловаттной ксеноновой лампы с межэлектродным расстоянием 5 мм; кривая ее силы света $I(\theta)$ приведена на рис. VI.60. Коэффициент пропорциональности K для этого графика равен 1180 лм/см^2 .

Ниже приведены значения потока Φ для разных углов охвата u_k .

$u_k, \dots^\circ$	60	70	80	90
$\Phi, \text{ лм}$	61 000	81 000	98 300	114 000

Список литературы

1. Берек М. Основы практической оптики. М.—Л., ГТТИ, 1933, 129 с.
2. Гуревич М. М. Введение в фотометрию. Л., «Энергия», 1968, 243 с.
3. Карякин Н. А. Проекторы. М.—Л., Госэнергоиздат, 1944, 456 с.
4. Медведев В. Е. и Парицкая Г. Г. Расчет освещенности в изображении.— «Опт. и спектр», 1966, т. XXI, вып. 5, с. 638—642; 1967, т. XXII, вып. 5, с. 849—823.
5. Слюсарев Г. Г. и Лутовинов В. Н. Распределение энергии в потоке, отраженном от параболического зеркала.— «Труды ГОИ», 1935, т. XI, вып. 100, с. 1—35.
6. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. Л., «Машиностроение», 1969, 670 с.

ПРОЧЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

1. ОПТИЧЕСКИЕ КЛИНЬЯ

Существенной составляющей многих оптических систем (в строгом смысле слова — всех) является клин, т. е. оптическая деталь, образованная двумя плоскими поверхностями, взаимно наклоненными друг к другу под некоторым небольшим углом α .

Клинья встречаются двух видов:

1. Клинья — самостоятельные элементы оптической системы, назначение которых — создавать изменение хода падающих на них световых пучков (например, вращающиеся клинья, стоящие перед объективом дальномера).

2. Клинья, образующиеся в результате погрешностей углов отражающих призм. Как известно, отражающие призмы, применяемые в оптических системах с целью изменения направления распространения световых пучков, — эквиваленты плоскопараллельным пластинкам только при идеальном изготовлении. Если допущены погрешности в углах между гранями, призмы после развертки становятся эквивалентными системе «плоскопараллельная пластинка + клин», преломляющий угол которого зависит от погрешности угла [2].

В этих случаях клинья вызывают изменение хода лучей, зависящее от преломляющего угла клина, его показателя преломления и взаимного расположения луча и граней клина.

Приведем ряд формул, позволяющих определить положение преломленного от клина луча.

Расчет хода луча, лежащего в плоскости, перпендикулярной ребру, т. е. в главном сечении

Сечение, перпендикулярное ребру призмы, называется главным. Луч, падающий на призму перпендикулярно направлению ребра, преломляется в плоскости главного сечения и остается при преломлении через обе грани в этой плоскости. Пусть M_1AM_2 (рис. VII.1) — сечение поверхностей призмы плоскостью, перпендикулярной ребру (главное сечение призмы). Угол M_1AM_2 у вершины призмы обозначим через α , углы луча с нормалью обозначим через i_k (до преломления) и i'_k (после преломления), где k — номер поверхности.

Если важно знать направление выходящих лучей, расчет делается по формулам:

$$\left. \begin{aligned} \sin i'_1 &= \frac{1}{n} \sin i_1; & i_2 &= i'_1 + \alpha; \\ \sin i'_2 &= n \sin i_2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.1})$$

Приведем несколько полезных формул:

$$\left. \begin{aligned} \sin i'_2 - \sin i_1 &= 2n \sin \frac{\alpha}{2} \cos \left(\frac{\alpha}{2} + i'_1 \right); \\ \sin i'_2 + \sin i_1 &= 2n \cos \frac{\alpha}{2} \sin \left(\frac{\alpha}{2} + i'_1 \right); \\ \sin^2 i'_2 - \sin^2 i_1 &= n^2 \sin \alpha \sin (\alpha + 2i'_1). \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.2})$$

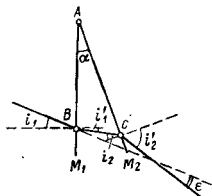


Рис. VII.1

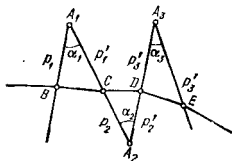


Рис. VII.2

Для углов i и i' применяется правило знаков, изложенное в [9, гл. 11]. Угол α считается положительным, если первую поверхность вращать против часовой стрелки для совпадения со второй. Угол ε положителен, если первоначальное направление луча вращать по часовой стрелке по кратчайшему пути для совмещения с направлением преломленного луча (рис. VII.1). Здесь i , i' , α и ε — положительные углы.

Если нужно знать положение луча, что представляет интерес, когда на призму падает пучок сходящихся или расходящихся лучей, можно определить положение луча расстояниями $\overline{AB} = p$ (рис. VII.2) и $\overline{AC} = p'$ от вершины до точки пересечения луча с призмой. Величины p и p' связаны соотношением

$$p \frac{\cos i'_1}{\cos i_2} = p'. \quad (\text{VII.3})$$

Рассмотрим случай нескольких призм с параллельными ребрами (с общим главным сечением). Если необходимо узнать только направление луча, выходящего из системы призм, достаточно применить формулы (VII.1) последовательно ко всем поверхностям

призм; окончательный угол отклонения ε всей системы определяется формулой

$$\varepsilon = i'_p - i_1 + \sum_{k=1}^{k=p} \alpha_k, \quad (\text{VII.4})$$

где p — номер последней поверхности системы; α_k — угол у вершины между k -й и $(k+1)$ -й поверхностями; необходимо обратить внимание на то, что знаки углов α обычно чередуются (например, см. рис. VII.2).

Если нужно знать также и положение луча после преломления через систему, необходимо ввести в рассмотрение расстояния $A_1A_2 = h_2$, $A_2A_3 = h_3$, ..., $A_{p-1}A_p = h_p$ от вершины одной призмы до следующей. Расстояния от вершины A до точек пересечения луча со сторонами призмы обозначаем через p_k и p'_k , при этом воздушные призмы должны быть приняты в расчет. Вычисления производятся по формулам:

$$p'_1 = \frac{p_1 \cos i'_1}{\cos i_2}; \quad p_2 = p'_1 - h_1; \quad p'_2 = \frac{p_2 \cos i'_2}{\cos i_3}; \quad p_3 = p'_2 - h_2; \quad (\text{VII.5})$$

углы i и i' вычисляются по формулам (VII.1).

Правила знаков для расстояний h следующие: при переходе от вершины с положительным углом α к следующей вершине h считается положительным; при переходе от вершины с отрицательным α до следующей, h считается отрицательным; обычно знаки h чередуются. Например, на рис. VII.2 $h_2 = A_1A_2$ — положительно; $h_3 = A_2A_3$ — отрицательно; h_4 — положительно и т. д. Величины p_k у положительного угла считаются положительными (например, p_1, p'_1, p_3, p'_3), у отрицательного угла они считаются отрицательными.

Расчет хода косого луча через призму

Косой луч MB (рис. VII.3), т. е. луч, не лежащий в главном сечении призмы, может быть определен двумя координатами (если важно только его направление, а не положение), а именно углом Θ_1 луча с его проекцией M_1B на главное сечение, и углом i_{10} этой проекции с нормалью BN к поверхности призмы. Обозначаем буквой i_1 угол, образованный лучом с нормалью. Пусть MN — перпендикуляр из точки M на нормаль NB . Из прямоугольных треугольников MNB , MM_1B и M_1NB или из прямоугольного сферического треугольника DEF находим

$$\cos i_1 = \cos i_{10} \cos \Theta_1.$$

Из тех же треугольников и прямоугольного треугольника M_1MN выводим

$$\sin \angle MNM_1 = \frac{\sin \Theta_1}{\sin i_1} \quad \text{и} \quad \cos \angle MNM_1 = \frac{\operatorname{tg} i_{10}}{\operatorname{tg} i_1}.$$

По закону преломления луч остается в плоскости падения, поэтому, обозначив соответствующие углы для преломленного луча i'_{1e} и Θ'_1 , можно написать:

$$\begin{aligned}\sin \angle MNM_1 &= \frac{\sin \Theta'_1}{\sin i'_1} = \frac{\sin \Theta_1}{\sin i_1}; \\ \cos \angle MNM_1 &= \frac{\operatorname{tg} i'_{1e}}{\operatorname{tg} i'_1} = \frac{\operatorname{tg} i_{1e}}{\operatorname{tg} i_1}.\end{aligned}$$

Кроме того,

$$n \sin i_1 = n_1 \sin i'_1; \quad \cos i'_1 = \cos i'_{1e} \cos \Theta'_1.$$

После простых преобразований приходим к формулам:

$$\left. \begin{aligned}\sin \Theta'_1 &= \frac{n_1}{n_2} \sin \Theta_1; \\ \sin i'_{1e} &= \frac{n_1 \cos \Theta_1}{n_2 \cos \Theta'_1} \sin i_{1e}.\end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.6})$$

Для перехода к другой поверхности призмы замечаем, что $\Theta_2 = \Theta'_1$ и $i_{2e} = i'_{1e} + \alpha$, после чего получаем

$$\sin \Theta'_2 = \frac{n_2}{n_3} \sin \Theta_2 = \frac{n_1}{n_3} \sin \Theta_1 = \sin \Theta_1, \quad (\text{VII.7})$$

если $n_3 = n_1$.

Таким образом, угол между лучом и его проекцией на главное сечение после преломления через призму в воздухе не меняется. Угол i'_{2e} определяется из уравнения

$$\sin i'_{2e} = \frac{n_2 \cos \Theta_2}{n_3 \cos \Theta'_2} \sin i_{2e} = \frac{n_2 \cos \Theta_2}{n_1 \cos \Theta_1} \sin (i'_{1e} + \alpha). \quad (\text{VII.8})$$

Сравнение формул (VII.6) и (VII.8) с формулами (VII.1), определяющими ход луча в главном сечении призмы, показывает, что они отличаются только тем, что вместо показателя преломления n формулы для проекции луча входит другая величина, зависящая от угла Θ_1 . Можно сказать, что проекция луча преломляется так же, как луч в главном сечении, но показатель преломления N определяется формулой

$$N = n \frac{\cos \Theta'_1}{\cos \Theta_1} = \frac{n \sqrt{1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 \Theta_1}}{\cos \Theta_1} = \sqrt{n^2 + (n^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \Theta_1}, \quad (\text{VII.9})$$

где N зависит только от наклона луча по отношению к плоскости главного сечения. Рассмотрим пучок лучей, расположенных в плоскости, параллельной ребру призмы, и образующих с главным сечением различные углы Θ_1 ; пусть их проекции образуют один

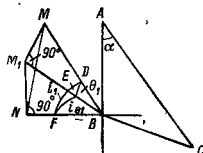


Рис. VII.3

и тот же угол i_{10} с нормалью к первой поверхности призмы; после преломления через призму углы i'_{20} проекций лучей с нормалью ко второй поверхности будут иметь различные значения. В этом лежит причина появления кривизны в изображении спектральных линий, наблюдаемых в спектроскопах.

Вернемся к указанному свойству призм (клиньев), согласно которому $\Theta'_2 = \Theta_1$; другими словами, после преломления от призмы (клина) луч поворачивается вокруг ребра призмы на некоторый угол ψ , определяющийся по приближенной формуле

$$\psi = \alpha \left(1 - \sqrt{1 + \frac{n^2 - 1}{\cos^2 i}} \right),$$

или, если пренебречь четвертой степенью i по сравнению с единицей, — по формуле

$$\psi = \alpha \left(1 - n - \frac{1}{2} \frac{n^2 - 1}{n} i^2 \right) = \alpha (1 - n) \left(1 + \frac{n + 1}{2n} i^2 \right). \quad (\text{VII.10})$$

Из формул (VII.4) при малых α вытекает

$$\varepsilon = \alpha \left(n \frac{\cos i'_1}{\cos i_1} - 1 \right).$$

Так как $\sin i'_1 = \frac{1}{n} \sin i_1$, получаем при небольших углах i

$$\varepsilon = \alpha \left(n \sqrt{\frac{1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 i}{1 - \sin^2 i}} - 1 \right) = \alpha (n - 1) \left(1 + \frac{n + 1}{2n} i^2 \right). \quad (\text{VII.11})$$

При углах i_1 , близких к нулю, отклонение клином ε равно $\alpha (n - 1)$ и не зависит от угла падения.

Приведем выражения для направляющих косинусов α'' , β'' , γ'' преломленного через клин луча при следующем выборе координатных осей: ребро клина совпадает с осью z ; входная грань параллельна плоскости yz ; нормаль $\bar{N}_1$ направлена по оси x ; падающий луч определяется углами i_p — между лучом и главным сечением клина — и i_c — между лучом и его проекцией на главное сечение. Тогда

$$\left. \begin{aligned} \alpha'' &= -\sin^2 \alpha \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \cos \alpha (\sin \alpha \cos i_p \sin i_c - \\ &\quad - \sqrt{1 - n^2 + (\cos \alpha \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \sin \alpha \cos i_p \sin i_c)^2}); \\ \beta'' &= \cos^2 \alpha \cos i_p \sin i_c - \sin \alpha (\cos \alpha \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \\ &\quad - \sqrt{1 - n^2 + (\cos \alpha \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \sin \alpha \cos i_p \sin i_c)^2}); \\ \gamma'' &= -\sin i_p. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.12})$$

При этом $\cos i = \cos i_p \cos i_c$.

Представляют интерес формулы для направляющих косинусов $\bar{\alpha}''$, $\bar{\beta}''$, $\bar{\gamma}''$ преломленного от клина (призмы) луча при новой системе координатных осей x_1 , y_1 , z_1 , переход к которой осуществляется поворотом по часовой стрелке вокруг вертикальной оси z на угол i_c . Ось x_1 направлена навстречу падающему лучу. Формулы перехода имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= x \cos i_c - y \sin i_c; & y_1 &= x \sin i_c + y \cos i_c; \\ z_1 &= z. \\ \bar{\alpha}'' &= \sin(i_c - \alpha)(R \sin \alpha - \cos \alpha \cos i_p \sin i_c) - \theta \cos(i_c - \alpha); \\ \bar{\beta}'' &= -\cos(i_c - \alpha)(R \sin \alpha - \cos \alpha \cos i_p \sin i_c) - \theta \sin(i_c - \alpha); \\ \bar{\gamma}'' &= -\sin i_p. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.13})$$

Выводы этих формул см. в книге Г. В. Погарева [4].

Увеличение, искажающее действие (анаморфоз) призмы

Призма обладает свойством давать искаженное изображение бесконечно удаленных предметов; угловой диаметр предмета в направлении, параллельном ребру призмы, естественно, не меняется, если только предмет изображается лучами, параллельными плоскости главного сечения призмы; но угловой диаметр в направлении, перпендикулярном ребру, может изменяться. Пусть di_1 (рис. VII.4) — угол, под которым виден бесконечно удаленный предмет; определим, под каким углом di_2' тот же предмет будет виден после призмы. Дифференцируя опять формулы (VII.1), но на этот раз по i_1 при постоянном n , легко получаем

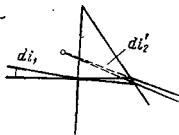


Рис. VII.4

$$\Gamma_m = \frac{di_2'}{di_1} = \frac{\cos i_1 \cos i_2}{\cos i_1' \cos i_2'}. \quad (\text{VII.14})$$

Отношение $\Gamma_m = \frac{di_2'}{di_1}$ называется меридиональным увеличением призмы. В положении минимума отклонения: $i_1 = i_2'$; $i_2 = i_1'$; $\Gamma_m = 1$. В этом случае изображение подобно предмету. В других случаях Γ_m меняется от нуля до бесконечности (когда i_1 или i_2' при скользящем пучке равны 90°). Это свойство призм может быть использовано для специальных целей (анаморфоты), например анаморфоты Брюстера. Более подробную теорию призмных анаморфотов см. в работе [10].

Существует еще одна аберрация широкоугольных призм, на которую обратил внимание В. Н. Чуриловский. Она заключается в том, что меридиональное увеличение призм зависит от длины

волны λ луча, так как углы i'_1 , i_2 и i'_2 зависят от λ . Эта аберрация не имеет практического значения для спектроскопии, поскольку она влияет только на ширину изображения щели, да и то в очень слабой степени.

Аберрация призм с небольшими углами α

Ахроматические призмы. Простые клинья обладают хроматической дисперсией, которая в некоторых случаях может быть устранена склейкой двух призм с различными дисперсиями. Можно поставить условие, чтобы вся призма в целом отклоняла луч на угол ε и при этом не обладала хроматической дисперсией. Применяя формулы (VII.11) при малых α , получаем:

$$\left. \begin{aligned} (n_1 - 1) \alpha_1 + (n_2 - 1) \alpha_2 &= \varepsilon; \\ (n_1 - 1) \frac{\alpha_1}{v_1} + (n_2 - 1) \frac{\alpha_2}{v_2} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad \text{(VII.15)}$$

где n_1 , n_2 — показатели преломления первой и второй призм для средней длины волны; v_1 , v_2 — относительные дисперсии для выбранных длин волн; α_1 и α_2 — углы призм.

Решение уравнений (VII.15) дает:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{\varepsilon}{n_1 - 1} \frac{v_1}{v_1 - v_2}; \\ \alpha_2 &= - \frac{\varepsilon}{n_2 - 1} \frac{v_2}{v_1 - v_2}. \end{aligned} \right\} \quad \text{(VII.16)}$$

Углы α имеют противоположные знаки. Призмы должны быть изготовлены из стекол, обладающих по возможности далекими коэффициентами дисперсии v . Ахроматические клинья не могут давать больших углов отклонения, и эти углы не превышают $2-3^\circ$ для области $C-G'$.

Кома призмы и системы призм. Призма, поставленная на пути сходящегося монохроматического пучка, отклоняя пучок лучей от первоначального положения, уничтожает гомоцентричность пучка. Автором [7] было показано, что в этом случае имеет место явление комы, которое при пользовании призмами в сходящихся пучках имеет гораздо большее значение, чем астигматизм, которому отводится в курсах геометрической оптики совершенно незаслуженное внимание. Это обстоятельство тем более существенно, что призмы применяются только в спектроскопических исследованиях, где их астигматизм не приносит никакого вреда, так как предметом наблюдения являются тонкие щели, параллельные ребру призмы. Аберрация комы для лучей, лежащих в плоскости главного сечения, может быть легко выведена. Достаточно проследить за ходом трех лучей, из которых два расположены симметрично относительно среднего (главного луча). После преломле-

ния лучи уже не пересекаются в одной точке, а образуют фигуру рассеяния, наименьший размер которой равен отрезку $\overline{OH}$ (рис. VII.5), расстоянию от главного луча до точки пересечения крайних лучей пучка. Если произвести вычисления, удерживая лишь величины 3-го порядка малости и считая призму достаточно тонкой, то для величины $\overline{OH} = \delta g'_k$ получается следующее выражение:

$$\delta g'_k = -\frac{3}{2} \frac{n^2 - 1}{n} a \alpha \omega^2, \quad (\text{VII.17})$$

где a — расстояние предмета C до призмы; ω — апертурный угол пучка (M_2CM_1). Знак минус указывает, что точка H пересечения крайних лучей удалена от точки O главного луча в сторону, противоположную той, на которой лежит вершина призмы. Более подробные вычисления показывают, что если рассматривать пучок пространственных лучей, определяемых своими апертурными углами в двух взаимно перпендикулярных направлениях (ω в плоскости главного сечения, Ω — в плоскости ребра) и искать положение точек пересечения этих лучей с некоторой плоскостью установки, то координаты $\delta g'_k$ и $\delta G'_k$ этих точек пересечения по отношению к точке пересечения главного луча определяются следующими типичными для комы центрированных систем формулами:

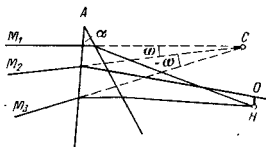


Рис. VII.5

$$\left. \begin{aligned} \delta g'_k &= -\frac{1}{2} \frac{n^2 - 1}{n} a \alpha (3\omega^2 + \Omega^2); \\ \delta G'_k &= -\frac{1}{2} \frac{n^2 - 1}{n} a \alpha 2\omega\Omega. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.18})$$

Весьма любопытно, что кома не зависит от наклона пучка относительно призмы (i_1).

В системе из нескольких призм с параллельными ребрами, расположенных достаточно близко друг к другу, абберации просто складываются:

$$\left. \begin{aligned} \delta g'_k &= -\frac{1}{2} a (3\omega^2 + \Omega^2) \left(\frac{n_1^2 - 1}{n_1} \alpha_1 + \frac{n_2^2 - 1}{n_2} \alpha_2 + \dots + \frac{n_p^2 - 1}{n_p} \alpha_p \right); \\ \delta G'_k &= -\frac{1}{2} a 2\omega\Omega \left(\frac{n_1^2 - 1}{n_1} \alpha_1 + \frac{n_2^2 - 1}{n_2} \alpha_2 + \dots + \frac{n_p^2 - 1}{n_p} \alpha_p \right). \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.19})$$

В системе двух призм можно подобрать углы α таким образом, чтобы кома была бы равной нулю, и система получается аплана-

тической. Применение таких систем апланатических призм см. в статье Д. С. Рождественского [6].

Астигматизм тонкой призмы. Обозначим через a (рис. VII.6) расстояние от объекта до призмы; t_{ks} и t_{km} — расстояния от точки пересечения луча с поверхностью k до фокусов падающих на призму бесконечно тонких сагиттальных и меридиональных пучков, а t'_{ks} и t'_{km} — соответствующие величины после преломления через призму. Пренебрегая толщиной призмы, получаем $t_2 = t'_1$, применяем формулы Юнге — Аббе для бесконечно тонких астигматических пучков и для t'_{2m} и t'_{2s} получаем

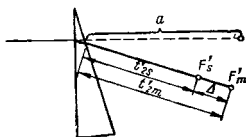


Рис. VII.6

$$t'_{2m} = a \frac{\cos^2 i'_2 \cos^2 i'_1}{\cos^2 i_2 \cos^2 i_1} = a \Gamma_m^2. \quad (\text{VII.20})$$

Астигматизм пучка определяется разностью

$$\Delta = t'_{2m} - t'_{2s} = a \left(\frac{\cos^2 i'_2 \cos^2 i'_1}{\cos^2 i_2 \cos^2 i_1} - 1 \right); \quad (\text{VII.21})$$

при малых углах i_1 ; α ; i_2 ; i'_1 и i'_2 эта формула может быть преобразована по правилам приближенных вычислений следующим образом:

$$\Delta = a \left[\frac{(1 - \sin^2 i'_2) \left(1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 i_1 \right)}{\left(1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 i'_2 \right) (1 - \sin^2 i_1)} - 1 \right] = a \left(-\sin i'_2 - \frac{1}{n^2} \sin^2 i_1 + \frac{1}{n^2} \sin^2 i'_2 + \sin^2 i_1 \right) = a \left(1 - \frac{1}{n} \right) (\sin^2 i_1 - \sin i'_2).$$

Поскольку $i'_2 = i_1 + n\alpha$,

$$\Delta = -\frac{n^2 - 1}{n} \alpha (2i_1 + n\alpha) a. \quad (\text{VII.22})$$

Астигматизм зависит от угла i_1 (кома от него не зависит), и в положении минимума отклонения он обращается в нуль, как это видно из формулы (VII.21), когда увеличение $\Gamma_m = 1$.

Системы клиньев с переменным преломляющим углом

Рассмотрим простой или составной клин с параллельными ребрами, вращающийся вокруг оси, перпендикулярной направлению ребер. Вместе с ним вращается в противоположную сторону с одинаковой угловой скоростью вокруг той же оси второй такой же клин, расположенный симметрично по отношению к первому.

Такие системы клиньев широко применяются с целью отклонения пучка лучей в одном направлении, перпендикулярном оси вращения и направлению ребер, соответствующему нулевому или максимальному отклонению.

Однако вместе с отклонением световых пучков в нужном направлении происходит боковое отклонение (увод), хотя и небольшое, но в ряде случаев сильно усложняющее пользование системой клиньев.

Н. В. Шейнис [11] показала, что при некоторых соотношениях между конструктивными элементами клиньев можно практически полностью устранить боковое смещение светового пучка. С точностью до членов 3-го порядка малости включительно угловое боковое смещение ω_{III} системы I, II двухкомпонентных клиньев может быть представлено в виде

$$\omega_{III} = 2 \sin \varphi \cos^2 \varphi \sum_1^2 \alpha_k (n_k - 1) \left[\delta \sum_1^2 \alpha_k \frac{n_k^2 - 1}{n_k} - \right. \\ \left. - \sum_1^2 \alpha_k^2 \frac{n_k - 1}{n_k} - \alpha_1 \alpha_2 \frac{n_1 + n_2}{n_1 n_2} (n_2 - 1) \right], \quad (VII.23)$$

где α_k — преломляющий угол k -го клина (рис. VII.7), 2δ — угол наклона наружных преломляющих граней в положении максимального отклонения, φ — угол поворота каждого клина, считая с положения максимального отклонения.

Из этой формулы можно сделать следующие выводы:

1. Величина φ_0 , при которой боковое смещение ω луча достигает максимума по абсолютному значению, постоянна для всех систем независимо от конструктивных характеристик $\alpha_1, \alpha_2, n_1, n_2, \delta$ и составляет $\varphi_0 = 35^\circ 15' 52''$. Этот угол определяется из максимума выражения $\sin \varphi \cos^2 \varphi$, которое равно 0,770 и, следовательно,

$$\omega_{III \max} = 0,770 \frac{\alpha^2 (n-1)^2}{n} [\delta (n+1) - \alpha]. \quad (VII.24)$$

Таким образом, это значение φ , подставленное в формулу VII.23, позволяет оценить максимальное боковое смещение отклоненного системой луча. Для систем, составленных из двух простых клиньев с преломляющими углами α и показателями преломления n , формула VII.23 принимает вид

$$\omega_{III} = 2 \sin \varphi \cos^2 \varphi \frac{\alpha^2 (n-1)^2}{n} [\delta (n+1) - \alpha].$$

2. В обычно применяемых конструкциях ($\delta = \alpha$) и ($\delta = 0$) меньшее боковое смещение создает система, у которой $\delta = 0$.

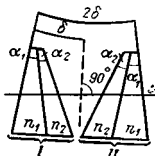


Рис. VII.7

3. Боковое смещение может быть практически уничтожено во всем диапазоне отклонений системы клиньев, если

$$\delta = \frac{\alpha_1 \alpha_2 \frac{n_1 + n_2}{n_1 n_2} (n_2 - 1) + \sum_1^2 \alpha_k^2 \frac{n_k - 1}{n_k}}{\sum_1^2 \alpha_k \frac{n_k^2 - 1}{n_k}}. \quad (\text{VII.25})$$

Если система составлена из двух простых клиньев, то

$$\delta = \frac{\alpha}{n + 1}.$$

В качестве примеров в работе [11] приведены две системы клиньев: первая, состоящая из двух простых клиньев с преломляющим углом 5° и показателем преломления $n = 1,5688$, создающая отклонение Ω , равное $5^\circ 40'$; максимальное отклонение достигает $22''$ при $\delta = 0$, $35''$ при $\delta = 5''$, $0''$ при $\delta = 1^\circ 56' 40''$; вторая, состоящая из двух пар склеенных клиньев со следующими конструктивными характеристиками:

$$\alpha_1 \cong 15^\circ 33', n_1 = 1,6568; \alpha_2 = -9^\circ 27', n_2 = 1,6486.$$

Угол отклонения Ω достигает $8^\circ 05'$. Максимальное боковое отклонение ω равно $-55''$ при $\delta = 0$, $1'084$ при $\delta = 6^\circ 06'$ и $-1''$, 2 при $\delta = 2^\circ 20' 34''$.

Таким образом, влияние высших порядков на результат вычислений бокового смещения ω настолько мало (не превышает $1''$ в приведенных примерах), что на практике можно им пренебречь.

В гл. IV, содержащей теорию систем «Супер-Шмидт», приведен ряд формул, представляющих интерес при расчетах, относящихся к вращающимся клиньям.

2. ОЧКИ

Развитие цивилизации, создающей новые, подчас неожиданные дополнительные нагрузки на органы зрения человека, привело к обострению ранее известных дефектов глаза и даже к появлению новых.

Эти дефекты могут быть разбиты на две категории: к первой можно отнести дефекты, вызываемые неправильной конструкцией глаза, неправильной формой роговицы, хрусталика, не соответствующей нормальному положению сетчатки относительно остальной части глазной системы и т. д.; ко второй — дефекты приемника — сетчатки, включая и нервные окончания. Первые, как правило, могут быть компенсированы надлежащим образом подобранной оптической системой, а вторые относятся к компетенции врачей и здесь рассматриваться не будут.

Наиболее распространенный дефект глаза известен под названием аметропии и состоит в том, что дальняя точка (т. е. точка,

которая резко видна при отсутствии аккомодации) находится на конечном расстоянии впереди или сзади глаза. При этом глаз обладает нормальной остротой зрения в отношении тех предметов, действительных или мнимых, и расположенных в плоскости, содержащей дальнюю точку. Этот недостаток исправляется очками как обычными, так и контактными.

Весьма распространен также астигматизм глаза, вызванный либо несимметричной формой роговицы и хрусталика, либо несимметричным распределением значений показателя преломления. Этот недостаток также может быть скорректирован очковыми линзами с цилиндрической или торической поверхностью, а также контактными.

Действие неправильной формы роговицы, например конусообразная форма последней, может быть скомпенсировано только контактными очками.

Пресбиопия (уменьшение ширины аккомодации) вызывается ослаблением системы мускулов, управляющих оптической силой хрусталика. Единственный способ бороться с ней — применение очковых линз, изображающих плоскость рассматриваемых объектов в дальнюю точку глаза. По мере усиления пресбиопии следует использовать целый набор очковых линз, каждая из которых действует для определенной области расстояний. Для этой цели удобны бифокальные и трифокальные очки. К старости хрусталик иногда, теряя свою прозрачность, удаляется оперативным путем из глаза. Глаз называется тогда афакическим. Его оптическая сила равна примерно 42 диоптриям вместо нормальных 60; для компенсации этого дефекта требуется положительная очковая линза 15—16 диоптрий. Простая линза указанной оптической силы создает резкое изображение удаленных (или находящихся на любом определенном расстоянии) предметов, но вследствие сравнительно большого расстояния ее от глаза (не менее 12 мм) изменяет в сторону уменьшения видимые размеры объектов. Этот недостаток особенно ощутим, когда нормальный глаз может быть исправлен только применением сложной очковой системы, состоящей из двух линз типа телескопических очков.

Косоглазие — неправильность оптических осей обоих глаз — компенсируется применением клиновидных очковых линз.

Айзэйкония выражается в том, что один и тот же объект виден в правом и левом глазу под разными углами. Она может быть исправлена с помощью сложных очков типа телескопических, обладающих надлежащим угловым увеличением.

Глаз обладает сферической аберрацией, меняющей свой знак при переходе плоскости предмета от близких до далеких расстояний, а также значительной хроматической аберрацией. Однако в результате воздействия системы восприятия эти аберрации остаются незамеченными в обычных условиях работы глаза и не нуждаются в исправлении, что потребовало бы усложнения очковых линз и большого увеличения веса последних.

Очковые линзы изготавливаются в нашей стране ежегодно в огромных количествах. Они должны быть дешевыми, простыми в изготовлении и легкими. Лишь в редких случаях, когда это оказывается неизбежным (сильнейший астигматизм, афакический глаз и т. д.), допускается применение двойных линз или асферических поверхностей.

Очки для исправления аметропии

Распространенные в начале столетия двояковыпуклые, двояковогнутые, а также плосковыпуклые и плосковогнутые линзы уже с 20-х гг. полностью уступили место менискообразным очковым

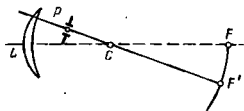


Рис. VII.8

линзам, создающим изображения далеких предметов значительно лучшего качества.

Очки для исправления аметропии слабой и средней степени (до ± 10 д) представляют собой простые линзы со сферическими центрированными поверхностями. При заданном сорте стекла

форма линзы определяется двумя радиусами, и, следовательно, при расчете ее можно удовлетворить двум условиям. Одно из них определяется заданием оптической силы линзы. В очковой оптике наравне с обычным определением фокусного расстояния (расстояние точки фокуса от соответственной главной точки линзы) применяется другое определение фокусного расстояния (расстояние точки фокуса от соответственной вершины поверхности линзы). Первое фокусное расстояние называется главным, второе — вершинным, и при том передним или задним в зависимости от того, к какому фокусу оно относится. Если f'_1 — заднее вершинное фокусное расстояние, выраженное в мм, то величина $1000/f'_1$ называется вершинной рефракцией линзы и выражается в диоптриях. Второе условие, необходимое при расчете линзы, относится к качеству изображения. Волластон, Оствальт, Чернн [12] поставили таким условием устранение астигматизма; Ларгон у Герца заменил последнее условием изостигматизма (условие, при котором поверхность, являющаяся геометрическим местом наименьших кружков рассеяния, лежала по возможности ближе к поверхности дальних точек глаза). Опыт показывает, что эта поверхность является практически сферой FF' (рис. VII.8), центр которой совпадает с центром C вращения глаза; радиус кривизны CF' равен расстоянию CF от центра вращения до дальней точки на оси глаза. Выполнение условия изостигматизма приводит почти к той же форме линз, как и условие астигматизма.

Входной зрачок глаза принято считать совпадающим с центром C вращения глазного яблока, находящегося на 13—15 мм от наружной поверхности роговицы, а так как задняя поверх-

ность очков отстоит на 10—12 мм от поверхности роговицы, то расстояние между второй поверхностью очковых стекол и центром вращения глаза x' колеблется в пределах 25—30 мм.

В гл. II [9] третья из формул (II.156) дает выражение третьей зейделевой суммы S_{III} , определяющей величину астигматизма в случае бесконечно удаленного предмета. Напомним, что эта формула получена при следующих предположениях: $h = 1$, $\alpha_1 = 0$, т. е. фокусное расстояние системы принято за единицу и предмет лежит на бесконечности; $y_1 = \frac{x_1}{f'}$, где x_1 — расстояние входного зрачка от линзы, измеренное в долях фокусного расстояния f' . В данном случае входным зрачком линзы является изображение зрачка глаза. Принимаем, что зрачок глаза находится в центре вращения глаза на расстоянии x' от линзы, фокусное расстояние которой в миллиметрах равно f' . Очевидно, что

$$\frac{1}{x'} - \frac{1}{x_1} = \frac{1}{f'}.$$

Пусть оптическая сила линзы или ее рефракция, измеренная в диоптриях, равна D , тогда

$$D = \frac{1000}{f'}.$$

Вводим обозначение D_x согласно формуле

$$D_x = \frac{1000}{x'}.$$

и находим для искомого расстояния входного зрачка линзы формулу

$$x_1 = \frac{1000}{D_x - D}.$$

Для высоты y находим

$$y = \frac{D}{D_x - D}.$$

В гл. III [9] показано, что третья сумма S_{III} , определяющая астигматизм, для бесконечно тонкой линзы при бесконечно далекой плоскости предметов пропорциональна величине

$$y^2 P + 2yW + 1.$$

Выражая величины P и W через кривизну ρ первой поверхности линзы и заменяя y его выражением через D и D_x , получаем

$$(n+2)\rho^3 - \left(D \frac{n+2}{n-1} + 2(n+1)D_x\right)\rho + \\ + \frac{nD^2}{(n-1)^2} + \frac{D}{(n-1)}2nD_x + nD_x^2 = 0. \quad (VII.26)$$

Обычно $D_x = 40$, $n = 1,52$, и тогда уравнение (VII.26) принимает вид

$$3,52\rho^2 - (6,77D + 201,6)\rho + 5,61D^2 + 233,6D + 2432 = 0. \quad (\text{VII.26}^*)$$

Это уравнение носит название уравнения Черинга (а не Чернинга) и имеет два вещественных корня в пределах $-25 < D < 7$. Меньший по абсолютному значению корень приводит к меньшим кривизнам (тип Оствальта); второй корень (тип Волластона) приводит к сильно выпуклым поверхностям, к прекрасному исправлению астигматизма по всему полю, но не получил распространения вследствие неудобной формы линзы, а может быть, из эстетических соображений.

Когда рефракция очковой линзы выходит из указанных пределов, условие астигматизма для линзы со сферическими поверхностями не может быть выполнено и его приходится заменить условием минимума астигматизма. Для получения этого условия дифференцируем уравнение (VII.26) по ρ и полученное выражение приравливаем нулю. Это дает

$$\rho = \frac{\frac{n+2}{n-1}D + 2(n+1)D_x}{2(n+2)}. \quad (\text{VII.27})$$

Условие изостигматизма приводит к следующему уравнению, где обозначения те же, что и в предыдущем случае:

$$3\frac{n+1}{n}\rho^2 - 2\left(\frac{2+n}{n(n-1)}D + 2\frac{n+1}{n}D_x\right)\rho + \frac{n^2+1}{n(n-1)^2}D^2 + \frac{n^2+n+2}{n(n-1)}DD_x + \frac{n+1}{n}D_x^2 = 0. \quad (\text{VII.28})$$

При $D_x = 40$ и $n = 1,5$ после умножения обеих частей уравнения (VII.28) на три получим

$$15\rho^2 - 2\rho(14D + 400) + 26D^2 + 920D + 8000 = 0. \quad (\text{VII.28}^*)$$

Уравнения (VII.26*) и (VII.28*) только приближенные. Толщина очковой линзы и абберации высших порядков несколько изменяют ожидаемые результаты как в отношении значения вершинной рефракции, так и в отношении желаемого исправления аббераций. Точный тригонометрический расчет положения фокусов бесконечно тонких астигматических пучков и вершинной рефракции позволяет получить численные значения изменений, которые исправляются соответственными изменениями параметров D и ρ . Обычно стараются получить точное исправление аббераций для пучков, образующих после преломления угол в $30-35^\circ$ с осью.

Исправление аметропии при больших значениях ее. При больших значениях аметропии, которые встречаются, например в афакическом глазе, астигматизм уже не может быть исправлен про-

стой линзой со сферическими поверхностями. Существует несколько способов для исправления астигматизма в этом случае.

Фирмой «К. Цейсс» предложены очки из двух склеенных линз (рис. VII.9), исправленные в отношении астигматизма, а также хроматической аберрации, которая при больших значениях рефракции делается достаточно заметной. В качестве примера приводим конструктивные элементы одной из ахроматических линз К. Цейсса [2], рассчитанной при рефракции 11 диоптрий, для удаленных объектов (табл. VII.1).

Линза исправлена для расстояния выходного зрачка от передней поверхности линзы в 25 мм; астигматизм исправлен для угла ω_1 около 16° в пространстве глаза; кривизна изображения довольно заметна.

При значительных рефракциях приходится пользоваться различными очками для дали и для чтения. Очки для чтения исправляются иначе, чем очки для дали; астигматизм устраняется для конечного расстояния предмета — около 30 см впереди очков. В качестве примера приводим конструктивные элементы ахроматической линзы Цейсса для чтения, рассчитанной при рефракции 14,5D (табл. VII.2).

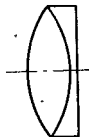


Рис. VII.9

Таблица VII.1

Конструктивные элементы
ахроматической линзы
фирмы «К. Цейсс»
для удаленных объектов

r	d	n_D	v
+40,92	7	1,51633	64,1
—50,0			
∞	1	1,60291	38,1

Таблица VII.2

Конструктивные элементы
ахроматической линзы
фирмы «К. Цейсс» для чтения

r	d	n_D	v
31,93	7	1,5169	64,1
—43,11			
∞	0,5	1,5963	39,6

Астигматизм исправлен для угла ω в 18° .

Ахроматические очки приблизительно в три-четыре раза тяжелее очков с одинаковой рефракцией из простых линз, что помешало их распространению.

Если линзы со сферическими поверхностями удовлетворяют тому условию, что астигматизм при заданной рефракции D и заданном положении выходного зрачка является минимальным, то достаточно небольшой деформации одной из сферических поверхностей линзы для полного уничтожения астигматизма.

Предположим, что деформированию подлежит поверхность, радиус которой r_2 . Определяем деформированную поверхность ее

отступлением от основной сферической e , отсчитываемой по нормали к сферической, задавая e в виде функции от ординаты y , например $e = ay^4$; как известно, такая деформация вызывает изменения уже в аберрациях 3-го порядка. Пользуясь формулами гл. I [9] для вычисления положения фокусов бесконечно тонких сагиттальных и меридиональных пучков в случае малых деформаций сферических поверхностей, определяем коэффициент a при условии, что астигматизм деформированной линзы на краю поля равен нулю. Для этого потребуются две-три пробы, после которых путем интерполяции можно получить желаемый результат.

Внешний вид таких линз представлен схематически на рис. VII.10. Штриховыми линиями показаны сечения сферических поверхностей до деформации.

Если оптическую силу очковой линзы, рефракция которой выходит за те пределы, внутри которых условие Чернина может быть выполнено, распределить на две или большее число линз, то усло-

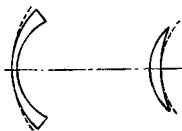


Рис. VII.10

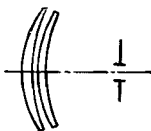


Рис. VII.11

вие астигматизма может удовлетворяться при некотором определенном выборе форм отдельных линз. На практике больше двух линз не применяют. По внешнему виду такая система линз напоминает лупу-верант Рора (рис. VII.11). Она состоит из двух менисков, обращенных вогнутостью к глазу. В качестве примера приводим конструктивные элементы трех двойных менисков Цейсса [2] (табл. VII.3).

Очки для исправления аметропии, сопровождаемой астигматизмом. Для исправления аметропии, сопровождаемой астигматизмом (или одного астигматизма), применяются системы, обладающие равными оптическими силами в различных направлениях [9, гл. IX, с. 574]; в качестве таких систем служат цилиндрические, цилиндро-сферические и торические линзы. Цилиндрические линзы могут применяться только тогда, когда в одном направлении глаз имеет нормальную рефракцию (нуль), а в перпендикулярном рефракцию D , отличную от нуля. Астигматизм глаза можно компенсировать цилиндрической линзой, у которой оптическая сила в главном сечении равна D диоптрий, а главное сечение совпадает с плоскостью сечения глаза с ненормальной рефракцией. Если при этом линия зрения образует конечный угол с осью, появляется астигматизм, вызываемый тем, что расстояние между фокусами сагиттальных и меридиональных пучков не остается постоянным при изменении на-

Конструктивные элементы двойных менисков фирмы «К. Цейсс»

Двойные мениски	r	d	n
Лупа (рефракция в диоптриях 22,4; $x' = 29$ мм)	+52,9	4	1,52
	-300,0		
	+43,7	0	1
	+800,0	4	1,52
Для афакического глаза — для дали (рефракция в диоптриях 11,0; $x' = 26$ мм)	+43,0	3	1,61
	+68,2	0	1,0
	+29,2		
	+38,6	2	1,61
Для афакического глаза — для чтения (рефракция в диоптриях 14,3; $x' = 26$ мм)	+64,0	3,5	1,61
	+95,6	0	1
	+30,5		
	+46,3	2,8	1,61

клона пучков к оси. Цилиндрические линзы обладают только двумя параметрами (двумя радиусами в главном сечении), из которых один служит для получения нужной оптической силы, а другой для удобства изготовления делается равным бесконечности. Поэтому исправление добавочного астигматизма на краях поля с помощью цилиндрических линз невозможно.

Цилиндро-сферические линзы имеют одну поверхность цилиндрическую, другую сферическую, что дает возможность одновременно исправить аметропию и астигматизм. Такую линзу можно рассматривать как две склеенные линзы, из которых одна цилиндрическая, другая плоско-сферическая; первая из них исправляет астигматизм, вторая — аметропию. Число параметров такой линзы равно также двум; поэтому можно исправить астигматизм и аметропию глаза также только на оси; на краях поля появляется нерезкость изображения — следствие добавочного астигматизма, увеличивающегося от центра к краям поля.

Торические очковые линзы обладают четырьмя параметрами, определяющими их форму: две кривизны в меридиональном сечении и две в экваториальном. Связь этих кривизн с параметрами каж-

дой из торических поверхностей, т. е. r_l — радиусом образующей окружности и R_l — расстоянием центра окружности от оси симметрии торической поверхности, выражается формулами $r_{mi} = r_l$, $r_{si} = R_l + r_l$. Располагая четырьмя параметрами, можно удовлетворить условиям: соблюдению вершинной рефракции линзы в двух главных направлениях; сохранению постоянной величины астигматизма по всему полю зрения в двух главных сечениях. Как было указано, расчет хода главных лучей делается только для двух плоскостей симметрии (главные сечения), совершенно так же, как если бы система обладала осью симметрии и поверхности были сферические. Но в разных сечениях радиусы кривизны разные и при вычислении положения фокусов бесконечно тонких пучков нужно учесть, что поверхности имеют двоякую кривизну.

Астигматизм бесконечно-тонкой линзы с торическими поверхностями, имеющими параллельные оси вращения, был исследован Глейхеном, который дал для рефракций торических линз в двух главных сечениях h и v для бесконечно тонких меридиональных и сагиттальных пучков следующие выражения:

$$\begin{aligned}\tau_v &= D_v + y^2 T_v; \quad \sigma_v = D_h + y^2 S_v; \\ \tau_h &= D_h + y^2 T_h; \quad \sigma_h = D_v + y^2 S_h,\end{aligned}$$

где τ_v , τ_h — рефракции меридиональных пучков в сечениях v , h ; σ_v , σ_h — рефракции сагиттальных пучков в сечениях v , h ; y — высота пересечения линзы с главным лучом; D_v , D_h — рефракции линзы на оси в сечениях v , h для бесконечно тонких пучков.

Величины T и S определяются по формулам:

$$\left. \begin{aligned} T_v &= \frac{1}{2n^2} \left\{ (n-1)(n+2)\rho(\rho + D_v - \lambda)^2 + \right. \\ &+ [n(2n+1)D_v - (n-1)(n+2)\rho] \left(\rho - \frac{D_v}{n-1} - \lambda \right)^2 \Big\}; \\ S_v &= \frac{n-1}{2n} [\mu(\rho + D_v - \lambda)^2 - \mu_1(\rho_1 - \lambda)^2 + \\ &+ n(\rho_1 - \mu_1)\rho_1\mu_1 - n(\rho - \mu)\rho\mu], \\ T_h &= \frac{1}{2n^2} \left\{ (n-1)(n+2)\mu(\mu + D_h - \lambda)^2 + \right. \\ &+ [n(2n+1)D_h - (n-1)(n+2)\mu] \left(\mu - \frac{D_h}{n-1} - \lambda \right)^2 \Big\}; \\ S_h &= \frac{n-1}{2n} \left[\rho(\mu + D_h - \lambda)^2 - \left(\rho - \frac{D_v}{n-1} \right) \left(\mu - \frac{D_h}{n-1} - \lambda \right)^2 \right]. \end{aligned} \right\} \quad \begin{aligned} & \text{(VII.29)} \\ & \text{(VII.30)} \end{aligned}$$

При этом ρ и μ являются обратными значениями радиусов кривизны первой (обращенной к предмету) поверхности торического стекла в сечениях v и h ; соответствующие величины для второй поверхности обозначим через ρ_1 и μ_1 . Как и ранее, $\lambda = \frac{1}{x_2}$ —

величина, обратная расстоянию линзы от выходного зрачка (центра вращения глазного яблока).

Задача об исправлении очков для эметропов и астигматов решается в соответствии с числом свободных параметров. Если обе поверхности торические, число конструктивных элементов равно четырем. Два из них определяются из условия, что рефракции D_v и D_h должны равняться заданным числам

$$D_v = (n - 1)(\rho - \rho_1); D_h = (n - 1)(\mu - \mu_1).$$

Остальные два определяются из условия, что астигматическая разность в обоих главных сечениях v и h должна оставаться постоянной по всему полю зрения, следовательно:

$$\tau_v - \sigma_v = D_v - D_h; \tau_h - \sigma_h = D_h - D_v,$$

или

$$T_v - S_v = D_v - D_h; T_h - S_h = D_h - D_v.$$

Подставляя вместо T и S их выражения, получаем два уравнения второй степени с двумя неизвестными. Совместное решение приводит к четырем возможным формам торических линз, из которых следует предпочесть ту, которая соответствует наименьшим кривизнам поверхностей. Система, полученная таким путем, может служить лишь первым приближением. Переход к окончательной системе производится обычным способом с помощью контрольных тригонометрических расчетов.

Телескопические очки

Если глаз страдает малой остротой зрения, то исправление астигматизма и аметропии соответствующими очками оказывается недостаточным. Для повышения работоспособности глаза необходимо применение телескопических очков, увеличивающих в 1,5—2 раза видимые размеры рассматриваемых предметов. Телескопические очки представляют собой бинокли Галилея с малым увеличением, у которых отрицательные компоненты несколько сдвинуты, вследствие чего система может иметь вершинную рефракцию, отличную от нуля.

Первый компонент (рис. VII.12) телескопических очков — положительная линза, простая неахроматизованная, благодаря этому вес ее значительно уменьшен; второй компонент — отрицательная линза, иногда простая, иногда склеенная. Расстояние между линзами приблизительно 25—30 мм; диаметр первой линзы 30—35 мм; диаметр второй — около 15 мм. Оптическая система

телескопических очков должна удовлетворять нескольким условиям.

Прежде всего телескопические очки должны иметь заданное увеличение. Увеличением телескопических очков называют величину, определяемую несколько сложным путем. Пусть l — величина изображения на сетчатке глаза некоторого предмета, находящегося на расстоянии s от глаза наблюдателя, если глаз вооружен бесконечно тонкой очковой линзой, расположенной на расстоянии 12 мм от его роговицы и исправляющей его аметропию. Пусть l_1 — величина изображения того же предмета на сетчатке глаза того же наблюдателя, но вооруженного телескопическими очками. Отношение

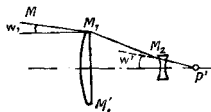


Рис. VII.12

$\frac{l_1}{l}$ называется увеличением телескопических очков; так как оно зависит от расстояния s до наблюдаемого предмета, можно условиться давать его величину для бесконечно большого s .

Для вычисления увеличения телескопических очков нужно определить угол β , образуемый с осью лучом, который после выхода из системы пересекает ось в передней главной точке глаза. Затем нужно определить такой же угол β , образуемый лучом после выхода из бесконечно тонкой очковой линзы, корригирующей глаз. Углы с осью лучей до преломления через сравниваемые системы — телескопические очки и очковую линзу — должны быть одинаковыми. Отношение углов $\frac{\beta_1}{\beta} = \frac{l_1}{l}$ дает искомое увеличение телескопических очков. Увеличение телескопических очков фирмы «К. Цейсс» равно 1,8.

Далее телескопические очки должны иметь заданную вершинную рефракцию D , т. е. расстояние от последней поверхности системы до заднего фокуса ее должно быть равно $\frac{1000}{D}$ мм. Наконец, астигматизм системы должен быть исправлен.

Система обладает пятью параметрами: четыре радиуса кривизны и расстояние между линзами, которое обычно выбирают одинаковым у систем с различной рефракцией. Остается свободным один параметр, который может быть использован для исправления сферической аберрации или для уменьшения до возможного минимума сферической аберрации и комы. Вторая хроматическая аберрация достигает в телескопических очках больших величин, так как для уменьшения веса первую линзу делают простой.

В последнее время фирма «К. Цейсс» выпустила новый набор телескопических очков для аметропов, причем исправление различных степеней аметропии достигается тем, что к основной телескопической системе приставляют со стороны глаза дополнительные линзы.

При таком способе комбинирования оптических систем отпадает изложенное выше определение увеличения. Здесь увеличением телескопических очков просто является увеличение телескопической системы. Приставные линзы определяются своей собственной вершинной рефракцией и условием исправления астигматизма. Таким образом, они ничем не отличаются от обычных очковых линз типа «пунктал» или «ларгон».

Контактные очки

В сороковых годах нашего столетия появилась новая категория очков — стеклянные или пластмассовые линзы, одевающиеся непосредственно на роговую оболочку глаза. Свойственные всякому новому производству недостатки, вызывая ряд болезненных явлений при одевании и носке этих линз, на длительное время задержали развитие этой категории линз, обладающей целым рядом преимуществ по сравнению с обычными очковыми линзами.

Контактные линзы, перемещаясь вместе с глазом, не обладают ни кривизной, ни астигматизмом: все поле зрения одинаково резко.

С помощью контактных линз можно исправить любые дефекты формы роговицы, так как промежуток, отделяющий заднюю поверхность линзы от передней поверхности роговицы, заполняется жидкостью с показателем, близким к показателю роговицы.

Контактные линзы хорошо защищают глаз от попадания пыли и мелких (и даже довольно крупных) металлических и других частиц.

Они практически неразличимы (что делает их особенно ценным для близоруких актеров, танцовщиков и др.).

Современные контактные очки изготавливаются из специальных пластмасс строго по мерке и не причиняют никаких болезненных ощущений даже при длительном (в течение многих часов) применении.

Расчет радиуса передней поверхности контактных очков производится согласно формулам параксиальной оптики по известной оптической силе, радиусу роговицы, полученному из измерений, и известному значению показателя преломления материала контактной линзы.

3. ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Решение некоторых вопросов техники связи требует применения оптических периодических систем, т. е. таких оптических систем, которые при сравнительно малых размерах должны создавать между входящим и выходящим световым пучком разность хода порядка сотен метров и более, что соответствует разности времен порядка сотысячных секунд. Эти системы состоят из пары почти плоских зеркал, расставленных параллельно друг другу на небольшом расстоянии. Отражаясь последовательно от одного ко второму зеркалу пучок света, претерпевая несколько десятков — сотен отражений, проходит требуемое расстояние.

Расчет и изготовление таких систем представляет серьезные трудности, основная причина которых лежит в следующем: пучки лучей, распространяющиеся на указанные выше большие расстояния, должны нести достаточно большую энергию и поэтому их поперечные сечения на всем протяжении пути не могут быть особенно малы; они то расширяются, то сходятся; их сечение достигает порой довольно больших величин, вследствие чего часть пучка или весь пучок может оказаться за пределами зеркал.

Одно из основных условий, которому должна удовлетворять система зеркал, заключается в том, чтобы входное пятно, соответствующее первому отражению, и выходное — соответствующее последнему отражению, не имели общих точек с какими-нибудь промежуточными пятнами пересечения, так как при этом часть энергии пучка попадает на приемник до полного пробега, требуемого заданной задержкой, что может создать серьезные помехи на приеме.

При проектировании и расчете периодических систем следует принимать во внимание следующие требования:

1. Сечение светового пучка, падающего на периодическую оптическую систему, должно быть круглым или квадратным, так как при такой форме можно ожидать минимальных размеров пятен пересечения с поверхностями; размеры этого сечения должны по возможности мало меняться по ходу лучей. Структура светового пучка зависит от формы и размеров источника, обычно когерентного, а углы расхождения лучей, излучаемых источником, зависят от размеров источника согласно формуле

$$n' \sin u' = \frac{\lambda a}{z}, \quad (\text{VII.31})$$

где z — размер источника в направлении, перпендикулярном плоскости дифракции; λ — длина волны когерентного источника; a — постоянная, зависящая от закона распределения амплитуд по площади сечения пучков или волновой поверхности.

2. В зависимости от формы и размеров источника нужно подобрать такую оптическую систему, которая преобразовала бы пучок, исходящий из источника, в пучок круглого или квадратного сечения с минимальным расхождением.

3. Оптическая система зеркал должна обеспечить выполнение изложенного выше требования, а именно наличие двух площадок по одной на каждом зеркале, свободных от пересечения со световым пучком (не считая первого и последнего отражения).

4. Габариты системы должны быть минимальны по длине и по ширине. При больших диаметрах зеркал становится крайне затруднительным достигнуть необходимой степени качества поверхности зеркал и осуществления такого совершенного покрытия, которое могло бы обеспечить нужное значение коэффициента отражения.

Оптические периодические системы — с точки зрения расчета — принадлежат к особой группе систем, отличающихся от обычных числом поверхностей (сотни, тысячи). Вычисление их основных параксиальных элементов (фокусное расстояние, положение главных плоскостей) путем расчета хода лучей через всю систему ввиду большого числа поверхностей представляет задачу, посильную только для ЭВМ, при условии разработки специальных программ. Обычные программы расчета хода лучей через центрированные оптические системы предусматривают ограниченное число поверхностей, обычно не превышающее нескольких десятков. При таких обстоятельствах даже определение положения изображения заданного источника и абберационных свойств системы превращается в сложную задачу. Однако цикличность процесса вычисления, вызванная повторением оптической схемы через каждые два отражения с одной стороны, и малость отношения воздушного расстояния d к радиусу кривизны зеркал r приводят к тому, что существуют простые и в то же время достаточно точные формулы, позволяющие определить координаты пересечения параксиального луча с поверхностями зеркал и другие важные характеристики.

Расчет хода параксиального луча в системе двух отражающих поверхностей

Для наглядности будем условно считать, что луч распространяется только в одном направлении: слева направо. Заменим каждое зеркало бесконечно тонкой линзой такой же оптической силы φ . Этот прием, заимствованный у Шварцшильда, особенно полезен для рассматриваемого здесь случая весьма большого числа отражений.

Рассмотрим три последовательных компонента $k-1$, k и $k+1$ (рис. VII.13), высоты пересечения обозначим через h_{k-1} , h_k и h_{k+1} , расстояния между вершинами зеркал через d , α_k — углы луча с осью. По формулам расчета параксиального луча имеем:

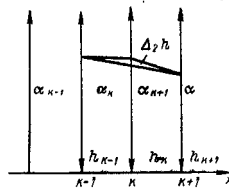


Рис. VII.13

$$\begin{aligned} h_{k+1} &= h_k - d\alpha_{k+1}; \\ h_k &= h_{k-1} - d\alpha_k. \end{aligned}$$

Вычитая второе уравнение из первого, получаем

$$h_{k+1} - 2h_k + h_{k-1} = -d(\alpha_{k+1} - \alpha_k) = -dh_k\varphi, \quad (\text{VII.32})$$

так как $\alpha_{k+1} - \alpha_k = h_k\varphi$. Но выражение в левой части уравнения есть не что иное, как вторая разность функции h , т. е. $\Delta_2 h$.

Перепишем уравнение (VII.32) в виде

$$\frac{\Delta_g h}{h} = -d\varphi. \quad (\text{VII.32}^*)$$

Из уравнения VII.32* вытекает, что h представляет собой периодическую функцию от $x = kd$, где k — число отражений. Полагаем

$$h = a \sin(k\omega + \theta), \quad (\text{VII.33})$$

где ω — период функции h , а θ — угол, соответствующий значению $k = 0$ (начальная фаза). Подставляя это выражение для h в формулу VII.32, получаем

$$h_{k+1} - 2h_k + h_{k-1} = 4 \sin^2 \frac{\omega}{2} h_k = dh_k \varphi_k,$$

откуда

$$4 \sin^2 \frac{\omega}{2} = d\varphi_k = \frac{2d}{r}$$

или

$$2 \sin \frac{\omega}{2} = \sqrt{d\varphi} = \sqrt{\frac{2d}{r}}.$$

Таким образом, выражение VII.33 при условии выполнения (VII.33*) является строгим решением разностного уравнения (VII.32*). Амплитуда a и фаза θ определяются из начальных условий, например из значений h_0 и h_1 или h_0 и α_1 . Решая уравнение VII.33* относительно ω , получаем:

$$\omega = \sqrt{\frac{2d}{r}} \left[1 + \frac{1}{24} \frac{2d}{r} + \frac{3}{640} \left(\frac{2d}{r} \right)^2 + \dots \right]. \quad (\text{VII.34})$$

Из-за малости отношения $\frac{d}{r}$ можно на практике принять $\omega = \sqrt{\frac{2d}{r}}$. Угол параксиального луча α с осью определяется из уравнения

$$\alpha = -\frac{h_{k+1} - h_k}{d}.$$

При достаточно малом ω можно положить

$$h_{k+1} - h_k = \Delta h_k = \omega a \sin(k\omega + \theta),$$

откуда $\alpha = -\frac{\omega a}{d} \sin(k\omega + \theta)$.

**Связь между радиусом кривизны поверхностей,
расстоянием d и числом отражений N**

Обычно к оптической периодической системе предъявляются требования определенной длины хода лучей L , максимальной длины d и диаметра зеркала $2h_m$. Из первых двух требований вытекает

полное число отражений $\bar{N}$, равное $\frac{L}{d}$. Зная N и d , можно определить ω и r из условия, что

$$N\omega = 2q\pi, \quad (\text{VII.35})$$

где q — целое число, подлежащее определению из соображений, изложенных позже. Условие (VII.35) обеспечивает равенство координат h_0 и h_N , что соответствует наиболее выгоднейшему распределению точек пересечения лучей с поверхностями зеркал и наибольшему возможному расстоянию между точками пересечения.

Если число отражений не очень велико, не более сотни, величину q можно принять равной единице. Тогда $N\omega = 2\pi$ и приближенно можно считать $N \sqrt{\frac{2d}{r}} = 2\pi$, откуда

$$r = \frac{dN^2}{19,74} = 0,0507 dN^2. \quad (\text{VII.36})$$

По законам параксиальной оптики ход любого косоугольного луча может быть определен своими проекциями, одна из которых лежит в меридиональной плоскости, другая — в экваториальной; каждая из этих проекций может быть рассмотрена как луч, ход которого определяется по законам параксиальной оптики. Например, пусть MN_1 и NM_1 (рис. VII.14) — проекции косоугольного луча MM_1 соответственно на меридиональную плоскость MHN_1 и на экваториальную плоскость NM_1H_1 . Ход луча MN_1 определяется формулой (VII.33). Аналогично определяется и ход проекции NM_1 . Поэтому координаты h и H точек пересечения лучей с поверхностями зеркал определяются формулами:

$$\left. \begin{aligned} h &= a \sin(k\omega + \theta); \\ H &= a_1 \sin(k\omega + \theta_1). \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.36}^*)$$

Исключая k из уравнений (VII.36*), получаем уравнение эллипса, т. е. точки пересечения луча с зеркалами лежат на эллипсах.

Определение фокуса и фокусного расстояния системы, состоящей из k одинаковых компонентов

Фокусное расстояние F_k системы k одинаковых компонентов определяется как отношение $\frac{h_1}{\alpha_{k+1}}$, а положение фокуса относительно k -го компонента определяется по формуле $s'_{F_k} = \frac{h_k}{\alpha_{k+1}}$.

Но $h_h = a \sin(k\omega + \theta)$. Поскольку луч падает на систему параллельно оси $h_0 = h_1$, $\theta = \frac{\pi}{2} - \frac{\omega}{2}$ и $h_k = a \cos\left(k - \frac{1}{2}\right)\omega$. Величина α_{k+1} равна $-\frac{h_{k+1} - h_k}{d}$ или $\alpha_{h+1} = 2 \frac{a}{d} \sin \frac{\omega}{2} \sin k\omega$, и фокусное расстояние

$$F_k = \frac{h_1}{\alpha_{k+1}} = \frac{d \cos \frac{1}{2}\omega}{2 \sin \frac{\omega}{2} \sin k\omega}; \quad s'_k = \frac{d \sin(k\omega + \theta)}{2 \sin \frac{\omega}{2} \sin k\omega}. \quad (\text{VII.37})$$

Из-за малости периода ω можно писать

$$F_k = \frac{d}{\omega \sin k\omega}. \quad (\text{VII.38})$$

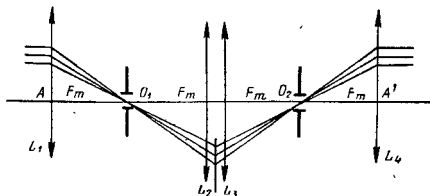


Рис. VII.15

Из всех значений фокусных расстояний наименьшее F_m соответствует случаю $\sin k_1\omega = \pm 1$ или $k_1\omega = q\pi$ (q — целое число). В этом случае величины h_k и h_{k+1} близки к нулю, т. е. луч пересекает оптическую ось после k -го отражения, а

$$F_m = \frac{d}{\omega} = \sqrt{\frac{rd}{2}}. \quad (\text{VII.39})$$

Величина $s'_m = \frac{hh}{\alpha_{k+1}}$ близка к нулю.

Для лучей, падающих параллельно оси, система N зеркал (или одинаковых компонентов) эквивалентна в параксиальной области системе четырех компонентов, расположенных согласно схеме рис. VII.15 и обладающих одинаковым фокусным расстоянием $F_m = \sqrt{\frac{rd}{2}}$ или $\sqrt{d\varphi}$. Расстояние между первым и вторым компонентами так же, как и между третьим и четвертым, равно $2F_m$, а расстояние между вторым и третьим равно нулю. Система является телескопической, ее увеличение равно единице. Точки O_1 и O_2 — внутренние фокусы — изображают друг друга в масштабе -1 , так же изображают друг друга точки A и A' в масштабе $+1$. (Схемой рис. VII.15 нельзя пользоваться для лучей непараллельных между собой.)

Формулы для F_h и s'_k позволяют найти положение главных плоскостей и фокусов системы k зеркал (или одинаковых компонентов); зная эти положения, можно по правилам параксиальной оптики построить изображение любой точки пространства. Поскольку из-за малости углов, образуемых лучом с нормалью и осью системы зеркал, aberrации малы, точность построения изображений довольно велика.

Аберрации периодической системы сферических зеркал

Для некоторых приложений оптических периодических систем важно определить разности оптического пути для различных лучей, проходящих через систему. Обычный метод расчета оптического пути мало применим, так как для его вычисления предусматривают ограниченное число поверхностей. Однако

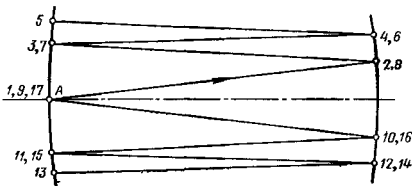


Рис. VII.16

этот расчет может быть значительно облегчен, если использовать свойство системы двух одинаковых и симметрично расположенных сферических зеркал. Пусть A — вершина одного из зеркал. Предположим, что с помощью приведенных выше формул радиус r и расстояние d подобраны таким образом, что после четного числа N отражений луч, идущий из точки A , возвращается к ней (рис. VII.16).

Рассмотрим малый плоский элемент ds , окружающий точку A . Любая точка этого элемента изображается безаберрационно на саму себя, и оптический путь, рассчитанный вдоль пути от любой точки элемента ds до своего изображения, — величина постоянная и равная Nd . Строго говоря, исправлены aberrации 3-го порядка: сферическая aberrация, кома и астигматизм. Это свойство излучаемых систем может быть доказано следующим образом.

Как известно, коэффициент Зейделя для сферической aberrации, комы и астигматизма в переменных Ланге имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= \sum h \left(\frac{\Delta \alpha}{\Delta v} \right)^2 \Delta \alpha v; \\ S_{II} &= \sum h \left(\frac{\Delta \alpha}{\Delta v} \right) \left(\frac{\Delta \beta}{\Delta v} \right) \Delta \alpha v; \\ S_{III} &= \sum h \left(\frac{\Delta \beta}{\Delta v} \right)^2 \Delta \alpha v, \end{aligned} \right\} \quad (VII.40)$$

где α — угол с осью первого вспомогательного луча, проходящего через точку A ; β — угол главного луча (второго вспомогательного), проходящего через центр входного зрачка; h — высота пересечения первого вспомогательного луча с поверхностью.

В последующих вычислениях будем считать угол ω достаточно малым, как это всегда происходит в рассматриваемых системах. Имеем $h_k = a \sin(k\omega + \theta)$ $a \sin \psi$, где $\psi = k\omega + \theta$

$$\Delta\alpha v = \frac{\alpha'}{n'} - \frac{\alpha}{n} = \frac{\alpha' + \alpha}{n'} = \frac{2n'}{r}$$

из закона отражения, поэтому $\alpha + \alpha' = \frac{2h}{r}$, так как $n' = \pm 1$.

С другой стороны, $\alpha' - \alpha = \frac{\alpha' + \alpha}{n'} - 2\alpha = \frac{2}{r} + 2\frac{a\omega}{d} \cos \psi$. Поскольку $v' - v$ входит в квадрате во всех трех суммах $S_I, \dots, S_{III}$, можно опустить знак и принять $\frac{\alpha' - \alpha}{v' - v}$ равным $\left(\frac{1}{r} + \frac{a\omega}{d} \cos \psi\right)$.

Подставляя полученные выражения в формулу для составляющей S_1 поверхности k , получаем:

$$S_{1k} = h_k \left(\frac{\Delta\alpha}{\Delta v} \right)_k^2 \Delta\alpha v = a^2 \sin^2 \psi \left(\frac{1}{r} + \frac{a\omega}{d} \cos \psi \right)^2 \frac{2}{r} = \\ = \frac{2a^2}{r^2} \sin^2 \psi + \frac{4a^3\omega}{r^2 d} \sin^2 \psi \cos \psi + \frac{2a^4\omega^2}{rd^2} \sin^2 \psi \cos^2 \psi; \quad (\text{VII.41})$$

$$\sum_{k=-N}^{k=N} S_1 = \frac{2a^2}{r^2} \sum \frac{\sin^2 \psi_k}{r} + \frac{4a^3\omega}{r^2 d} \sum \sin^2 \psi \cos \psi + \\ + \frac{2a^4\omega^2}{d^2} \sum \frac{\sin^2 \psi \cos^2 \psi}{r}. \quad (\text{VII.42})$$

Отметим, что на четных поверхностях $0, 2, \dots$ $r > 0$, а на нечетных $r < 0$. Поэтому при переходе с одной поверхности на следующую r меняет свой знак, не меняя абсолютного значения. Поэтому первый член выражения (VII.42) можно переписать в виде

$$\frac{2a^2}{r^2} [\sin^2 \psi_0 - \sin^2 \psi_1 + \sin^2 \psi_2 - \sin^2 \psi_3 + \dots + \sin^2 \psi_N].$$

Из-за малости периода ω и близости соседних значений ψ можно приравнять разности $\sin^2 \psi_k - \sin^2 \psi_{k+1}$ выражению $2\omega \sin \psi_k \cos \psi_k = \omega \sin 2\psi_k$ и исследуемый член может быть написан

в виде $\frac{2a^2}{r^2} \omega \sum_0^N \sin 2\psi_k$. Заменяя сумму пропорциональным ей

интегралом $\int_0^{2\pi} \sin 2\psi d\psi$, равным нулю, мы получаем $\sum \sin 2\psi_k = 0$. Таким же образом можно доказать, что последний член выражения (VII.42) также равен нулю.

$$\text{Для второго члена } \sum_0^N \sin^2 \psi_k \cos \psi_k = \sum_0^N \frac{1 - \cos 2\psi_k}{2} \cos \psi_k$$

и легко показать, что $\frac{1}{2} \int_0^{2\pi} (1 - \cos 2\psi) \cos \psi = 0$. Поэтому и второй член равен нулю. Аналогично можно показать, что S_{II} и S_{III} равны нулю. Действительно, отношение $\frac{\Delta\beta}{\Delta\nu}$ отличается от отношения $\frac{\Delta\alpha}{\Delta\nu}$ тем, что вместо постоянной фазы θ стоит другая фаза θ_1 , но период ω остается тем же самым; постоянная a должна быть заменена другой постоянной b , что не влияет на результат. Так как на оптические периодические системы падают пучки малой апертуры, причем размеры сечений этих пучков малы по сравнению с диаметрами зеркал, доказанное выше свойство обеспечивает постоянную длину оптического пути с высокой степенью точности.

Комбинации двух одинаковых торических зеркал

Когда необходимое число N отражений очень велико — порядка сотен — система двух сферических зеркал не позволяет распределять точки пересечения луча с зеркалами по всей поверхности последних. Так как эти точки лежат на одной неподвижной кривой, приходится идти на замену сферических зеркал торическими, расположенными таким образом, чтобы в одной плоскости симметрии (например, в вертикальной) оба радиуса кривизны были равны некоторой величине r , а в другой, горизонтальной $r + \Delta r$, где Δr мало по сравнению с r .

В этом случае в вертикальной проекции период ω определяется по формуле $\omega = \sqrt{\frac{2d}{r}}$, а в горизонтальной $\omega_1 = \sqrt{\frac{2d}{r + \Delta r}}$; напомним, что при большом N вышеприведенные формулы являются достаточно точными. Наличие небольшой разности $\omega_1 - \omega$ создает сдвиг кривой, на которой расположены точки пересечения луча с отражающими поверхностями, что приводит к более равномерному распределению точек по поверхностям. На рис. VII.17 показано расположение точек пересечения луча с торическими поверхностями в случае $\omega = 20^\circ$, $\omega_1 = 22^\circ$, $N = 180$.

Определение конструктивных элементов r и Δr

Хотя окончательное определение конструктивных элементов оптических периодических систем должно производиться с помощью точного расчета хода лучей через систему двух зеркал, предварительные вычисления следует выполнять с помощью приведенных выше точных формул (VII.33), (VII.33*) и приближений (VII.34), так как благодаря простоте они позволяют прийти к выводам,

облегчающим поиски наиболее целесообразных значений конструктивных элементов.

Рис. VII.17 наглядно показывает, что точки пересечения луча с поверхностями торических зеркал лежат значительно плотнее на концах диагоналей прямоугольника со стороной $2h_0$, где h_0 — высота точки пересечения с первым зеркалом луча, одна из

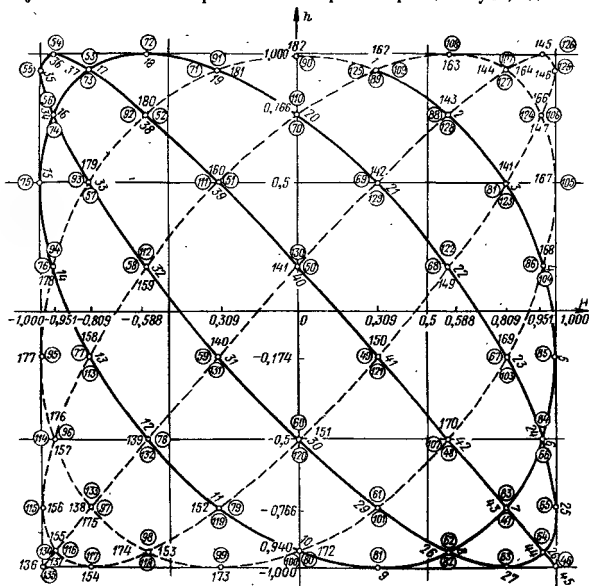


Рис. VII.17

проекций которого параллельна оси, а вторая образует с осью угол β (рис. VII.18), обеспечивающий круговую траекторию при сферических зеркалах. Это увеличение плотности объясняется тем обстоятельством, что при переходе от точки к следующей на концах диагонали $\sin \rho \omega$ и $\cos \rho \omega$ близки к единице и мало меняются. В центральной части зеркал, наоборот, частота точек пересечения лучей с их поверхностью наименьшая, и наиболее целесообразно расположить здесь первую и последнюю точки пересечения луча с зеркалами.

При определении конструктивных элементов надо принять во внимание следующие условия:

1. Точка входа пучка A_1 на систему зеркал должна находиться вблизи вершины первого зеркала, а точка выхода A_N — вблизи вершины первого либо второго зеркала.

2. В непосредственной близости от точек A_1 и A_N не должно быть ни одной точки пересечения луча с соответствующей поверхностью зеркала. Ближайшая точка пересечения должна быть удалена от этих точек не менее, чем на расстояние a , зависящее от назначения оптических периодических систем.

3. Необходимо предусмотреть места для дополнительных каналов; желательно, чтобы входные отверстия для этих каналов были расположены близко друг к другу, однако с таким расчетом, чтобы пучки отдельных каналов были четко разделены друг от друга.

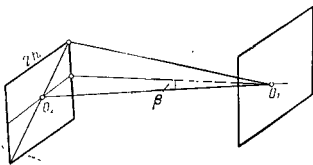


Рис. VII.18

Эти три условия являются исчерпывающими с точки зрения расположения точек пересечения луча с поверхностями. Удовлетворить им можно надлежащим подбором конструктивных элементов $d, r, \Delta r$. Воздушный промежуток d обычно считают заданным, так что остаются два свободных параметра r и Δr или аргументы ω и $\omega_1 = \omega + \varepsilon$, по которым определяются координаты пересечения y и z .

Поскольку первая и последняя точки будут находиться около вершины первого зеркала и фаза θ в уравнениях VII.33 равна нулю, координаты y и z точки пересечения луча с n -й поверхностью равны

$$\left. \begin{aligned} y &= y_0 \sin n\omega; \\ z &= z_0 \sin n(\omega + \varepsilon), \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.43})$$

где

$$\omega = \sqrt{\frac{2d}{r}}, \quad \omega + \varepsilon = \sqrt{\frac{2d}{r + \Delta r}}.$$

Если y_0, y_N, z_0 и z_N близки к нулю, это дает:

$$N\omega = k_1\pi; \quad N(\omega + \varepsilon) = k_2\pi,$$

откуда $N\varepsilon = k_3\pi$, где k_1, k_2 и k_3 — целые числа.

Практика показывает, что желательно брать $k_3 = 1$, т. е. $\varepsilon = \frac{\pi}{N}$. Рассмотрим вопрос о наиболее целесообразном выборе угла ω . Следует обратить внимание на то, что в области малых y и z траектория лучей, т. е. кривые, на которых располагаются

точки на любом из зеркал, являются прямыми, образующими с осями координат угол α , равный $\pm 45^\circ$. Это может быть доказано следующим образом.

Дифференцируя уравнение (VII.43) по n , получаем:

$$dy = \omega y_0 \cos n\omega \, dn;$$

$$dz = (\omega + \varepsilon) z_0 \cos n(\omega + \varepsilon) \, dn.$$

Но при малых y и z имеем обязательно

$$\cos n\omega \approx \cos n(\omega + \varepsilon) \approx \pm 1.$$

Поэтому

$$\left. \begin{aligned} dy &= \pm \omega y_0 \, dn; \\ dz &= \pm (\omega + \varepsilon) z_0 \, dn, \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.44})$$

а при

$$y_0 = z_0; \quad \frac{dz}{dy} = \pm \frac{\omega + \varepsilon}{\omega} = \pm \left(1 + \frac{\varepsilon}{\omega} \right).$$

Это доказывает указанное выше свойство траекторий, так как ε мало по сравнению с ω . Это свойство наглядно иллюстрируется на рис. VII.17.

Наиболее целесообразное расположение точек пересечения луча с зеркалами — это расположение этих точек на пересечениях двух прямых, расположенных под прямым углом, когда стороны прямоугольников, ограниченные ближайшими точками, равны между собой, т. е. когда точки образуют квадратную сетку.

Пусть P_q и P_{q+1} соседние точки пересечения луча с одним из зеркал. Из уравнений (VII.44) при $dn = 2$ (происходит два отражения) получаем:

$$dy = \pm 2\omega y_0; \quad dz = \pm 2(\omega + \varepsilon) z_0,$$

при $y_0 = z_0 = 1$ имеем:

$$dy = \pm 2\omega; \quad dz = \pm 2(\omega + \varepsilon).$$

Рассмотрим теперь соседнюю с первой траекторию. Она содержит точки, соответствующие следующей петле.

Предположим сначала, что начальная точка ($n = 0$) находится в центре координат, т. е. $y = 0$, $z = 0$, и что число точек в петле q таково, что $y(q) = y(0) = 0$. Вычислим значение z , соответствующее числу $n = q$. Оно равно

$$z = \sin q(\omega + \varepsilon).$$

Разность Δz абсцисс точек O и q равна $\sin q(\omega + \varepsilon)$.

$$\Delta z = \sin q\omega \cos q\varepsilon + \cos q\omega \sin q\varepsilon.$$

Из-за того что $q\omega = 2\pi$; $\sin q\omega = 0$; $\cos q\omega = 1$, имеем

$$\Delta z = \sin q\varepsilon.$$

Но ε мало, и даже после умножения на q можно писать приближенно:

$$\Delta z = q\varepsilon = \frac{2\pi}{\omega} \varepsilon.$$

С другой стороны, разность ординат Δy , соответствующая двум последующим значениям n , равна ω , а если рассматривать точки пересечения луча с одним только зеркалом, то разность равна 2ω . Чтобы точки пересечения луча с одним зеркалом образовали квадратную сетку, необходимо удовлетворить условию $2\omega = \frac{2\pi}{\omega} \varepsilon$.

Отсюда получаем $\omega^2 = \pi\varepsilon$, а так как $\varepsilon = \frac{k_3\pi}{N}$, имеем:

$$q_{\infty} = \sqrt{\frac{2N}{k_3}} \quad \text{и} \quad \omega = \pi \sqrt{\frac{k_3}{N}}. \quad (\text{VII.45})$$

Радиусы r_1 и r_2 в меридиональном и сагиттальном сечениях определяются по формулам:

$$r_1 = \frac{2d}{4 \sin^2 \frac{\omega}{2}}, \quad r_2 = \frac{2d}{4 \sin^2 \frac{\omega + \varepsilon}{2}}. \quad (\text{VII.45}^*)$$

При больших N приближенно:

$$r_1 \approx \frac{2dN}{k_3\pi^2}, \quad \Delta r = r_2 - r_1 \approx \frac{4d}{\pi^2} \sqrt{\frac{N}{k_3}}.$$

Легко показать, что если число q не целое, сетка точек пересечения луча с зеркалами не может образовывать системы квадратов (этот случай не будем рассматривать).

Если координаты первоначальной точки ($n = 0$) отличны от нуля, появляется еще ряд дополнительных траекторий, соответствующих значениям $n\omega = (2q + 1)\pi$.

Легко показать, что эти траектории располагаются симметрично ранее рассмотренным, на одинаковых расстояниях от начала координат и параллельных им. Они совпадают с ними только в том случае, когда $y_0 = z_0 = 0$. Поэтому необходимо располагать начальную точку в начале координат, а впоследствии перейти от нее к точке с номером один; за последнюю точку взять точку $\frac{N}{2} + 1$, которая уже не совпадает с первой.

Для контроля выполненных вычислений, которые могут оказаться нестрогими точными (например, вследствие того, что ω получен из приближенной формулы $\omega = \sqrt{\frac{2d}{r}}$ вместо точной $2 \sin \frac{\omega}{2} = \sqrt{\frac{2d}{r}}$), необходимо рассчитать координаты точки пересечения луча с отражающими поверхностями путем точного тригонометри-

ческого расчета на ЭВМ. После расчета может оказаться необходимым ввести поправку к углам ω и ε на основании формул:

$$\Delta y = N \cos N\omega \Delta\omega; \Delta z = N \cos N(\omega + \varepsilon) (\Delta\omega + \Delta\varepsilon). \quad (\text{VII.43}^*)$$

Но ввиду того, что $\cos N\omega$ и $\cos N(\omega + \varepsilon)$ близки к ± 1 , можно писать:

$$\Delta y = \pm N \Delta\omega; \Delta z = \pm N (\Delta\omega + \Delta\varepsilon)$$

и из них определить $\Delta\omega$ и $\Delta\varepsilon$. Знаки при $\Delta\omega$ и $(\Delta\omega + \Delta\varepsilon)$ определяются из значений $\cos N\omega$ и $\cos N(\omega + \varepsilon)$.

При изложенном способе расположения точек пересечения число независимых каналов, обслуживаемых рассчитанной системой зеркал, оказывается максимальным.

Замена двух одинаковых торических поверхностей одной сферической и одной цилиндрической

Изготовление торических зеркал высокого качества, которое требуется для рассматриваемых оптических систем, представляет очень серьезные затруднения, поэтому желательно заменить пару одинаковых торических поверхностей парой зеркал, одно из которых сферическое, другое цилиндрическое с очень большим радиусом главного сечения. Пользуясь приемом графического представления хода проекции луча, легко прийти к заключению, что две одинаковые торические поверхности с радиусом кривизны главных сечений r и $r + \Delta r$, где $\frac{\Delta r}{r}$ мало по сравнению с единицей, могут быть заменены двумя поверхностями — одной сферической с радиусом r_1 и одной цилиндрической с радиусами главных сечений ∞ и r_2 .

Для определения величин r_1 и r_2 наиболее рационально исходить из условий, что в обоих главных сечениях периоды ω и $\omega + \varepsilon$ должны быть одинаковы, как для системы из торических поверхностей, так и для системы сферическое зеркало — цилиндрическое зеркало. Выполнение этого условия в первом сечении ($r_2 = \infty$) приводит к очевидному следствию, что $r_1 = 2r$.

Во втором сечении каждый элемент системы состоит из двух поверхностей, которые можно считать сферическими, так как мы рассматриваем только ход луча, лежащего в одной, а именно экваториальной плоскости. Однако и в этом случае действует формула

$$\omega_1 = \omega + \varepsilon = \sqrt{\frac{2}{d\Phi}},$$

где $\bar{d}$ — расстояние от задней главной плоскости H'_k k -го элемента до передней главной плоскости H_{k+1} $(k+1)$ -го компонента, а Φ — оптическая сила системы двух сферических зеркал, одного с радиусом r_1 , другого с радиусом r_2 , причем расстояние между ними равно d .

После элементарных, но громоздких расчетов, получаем для значения r_2 формулу

$$r_2 = -\frac{d}{\varepsilon} \frac{4 - \omega^2}{2\omega + \varepsilon}, \quad (\text{VII.46})$$

где $\varepsilon = \omega_1 - \omega$.

Выбор невыгодного размера источника и рациональный выбор его расположения

Размеры пятен пересечения светового пучка, распространяющегося между зеркалами, должны быть минимальны по всему ходу пучка, так как необходимо освободить наибольшую возможную площадь для отверстий входа и выхода пучка. Будем считать источник света круглым, плоским и когерентным. Из него, согласно Когельнику [12], исходит пучок довольно сложной формы с перетяжкой, что существенно для рассматриваемого здесь случая одно-модового ОКГ с гауссовым распределением амплитуд, но световой пучок ограничен с одной стороны контуром источника (торца ОКГ или перетяжки, т. е. сечения пучка минимального диаметра $2z_0$), а на бесконечности — конусом с апертурным углом, вычисляемым по формуле $n \sin u \approx nu = \frac{\lambda}{\pi z}$ [частный случай формулы (VII.31) при $a = \frac{1}{\pi}$].

При более сложном распределении амплитуд коэффициент a определяется расчетом или путем измерений. Таким образом, для диаметра D пучка на расстоянии z от источника имеем

$$D \leq 2z_0 + 2su = 2z_0 + 2s \frac{\lambda a}{z}.$$

Для упрощения рассуждений заменим систему, изображенную на рис. VII.13, эквивалентной системой одинаковых линз $L_1 L_2 L_3$ (рис. VII.15), фокусное расстояние которых определяется по выведенной выше формуле VII.39, а именно:

$$F_m = \sqrt{\frac{rd}{2}}.$$

С ее помощью можно легко проследить за периодическими колебаниями диаметра сечения пучка. Очевидно, что если источник находится на оси в одной из фокальных плоскостей $F_1, F_2, \dots, F_k$, то пучок расширяется от фокуса до ближайшей пары линз $L_k L_{k+1}$, после чего он опять суживается до прежнего значения в следующей фокальной плоскости и так далее. При этом можно считать, что величина диаметра пучка $2z_2$ на линзах будет не более, чем сумма диаметра $2z$ и диаметра дифракционного кружка рассеяния, равного

$$2F_m u = 2F_m \frac{a\lambda}{\pi z},$$

т. е.

$$2z_2 = 2z + \frac{2a\lambda F_m}{z} = 2 \left[\frac{z^2 + a\lambda F_m}{z} \right]. \quad (\text{VII.47})$$

Величина z_2 всегда больше z . При заданном значении произведения λF_m следует выбрать z таким образом, чтобы z_2 приобрело минимальное значение, т. е. придать z значение

$$z = \sqrt{a\lambda F_m}. \quad (\text{VII.48})$$

Из этой формулы вытекает очевидное следствие, что чем меньше F_m , тем меньше и максимальное сечение пучка; выгодно увеличить число петель, образующих картину распределения точек пересечения луча с поверхностями зеркал.

Приведенные здесь вычисления относятся лишь к плоскому когерентному источнику. При использовании других источников следует учитывать характер распространения светового пучка, исходящего из источника, и его влияние на ход лучей, проходящих через оптическую систему, которую для простоты можно заменить эквивалентной системой (см. рис. VII.15).

Астигматизм систем торчешных зеркал

Применение торчешных поверхностей (или эквивалентных им комбинаций сферических и цилиндрических), оказывая благоприятное влияние на вид кривых, на которых лежат точки пересечения, вместе с тем обладает тем недостатком, что в ходе лучей вводится астигматизм, вызывающий расширение сечения световых пучков. Оценим величину астигматической разности, соответствующей двум главным сечениям системы в предположении, что источник расположен на бесконечности. В одном сечении фокусное расстояние F_m эквивалентной линзы L_1 равно $\sqrt{\frac{rd}{2}}$, в другом $\sqrt{\frac{(r+\Delta r)d}{2}}$. Разность этих величин представляет собой значение продольного астигматизма δ , вызываемого одной эквивалентной линзой, а именно

$$\delta = \sqrt{\frac{(r+\Delta r)d}{2}} - \sqrt{\frac{rd}{2}}.$$

Из-за малости приращения Δr можно написать

$$\delta = \frac{1}{4} \frac{d\Delta r}{F_m}.$$

Но каждый периодический элемент состоит из четырех эквивалентных линз и поэтому общее значение продольного астигматизма δ_p равно 4δ , так как все линзы работают в одинаковых условиях, следовательно,

$$\delta_p = \frac{d\Delta r}{F_m}.$$

Если величины δ_p достаточно малы, после прохождения n_p периодов величина продольного астигматизма δ увеличится в n_p раз и будет равна

$$\delta = n_p \frac{d\Delta r}{F_m}. \quad (\text{VII.49})$$

Исправление астигматизма представляет серьезное затруднение. Свободных параметров для его исправления нет. Можно придать падающему на систему пучку астигматическую структуру обратного знака с помощью дополнительной цилиндрической линзы. Возможно и такое решение: подобрать разность радиусов Δr таким образом, чтобы величина $\delta = n_p \frac{d\Delta r}{F}$ оказалась равной расстоянию между двумя последующими фокусами, т. е. $2F_m$ или $4F_m$, или четное число F_m , т. е.

$$\Delta r = \frac{2kF_m^2}{n_p d}. \quad (\text{VII.50})$$

где k — целое число. Впрочем влияние астигматизма на размеры сечения пучка невелико и в большинстве случаев можно им пренебречь. Максимальное уширение сечения пучка получается тогда, когда значение δ равно половине расстояния между соседними фокусами F_k, F_{k+1} , т. е. F_m . Но приращение ширины пучка в этом случае равно $F_m u$, а поскольку u не превышает нескольких микрон, произведение $F_m u$ обычно не превышает 1—2 мм; эту величину можно уменьшить вдвое, если добиться, чтобы пучок в середине всей системы был бы строго стигматическим, что всегда возможно.

Продоление допусков на качество поверхности зеркал

Оптические периодические системы должны удовлетворять следующим условиям.

1. Пятна пересечения луча при входе и выходе из системы не должны налагаться ни на какие другие пятна, соответствующие любому отражению. Для соблюдения этого условия необходимо избегать увеличения диаметра пятна, которое может быть вызвано aberrациями системы или плохим изготовлением поверхности. Расчет показывает, что вследствие малых углов луча с нормальными к поверхности aberrации системы малы. Ими можно пренебречь, за исключением астигматизма торических поверхностей. Остаются дефекты поверхности зеркал.

2. Изображение источника света, даваемое оптической системой двух зеркал, должно быть достаточно хорошего качества. Под этим следует понимать, что всякий луч, образующий изображение, не должен отклоняться более, чем на $1/4$ — $1/5$ от диаметра изображения. Поскольку ухудшение качества вызывается только дефектами поверхности, можно установить допустимые отклонения, исходя из приведенного условия (если исходить из величины диаметра 3 мм, то можно допустить отклонение порядка 0,5 мм):

С помощью формулы (VII.39) можно определить величину максимально возможного отклонения

$$\Delta = \alpha F_m = \alpha \sqrt{\frac{dr}{2}},$$

где α — угол отклонения луча, т. е. удвоенная погрешность угла нормали $\Delta\phi$ к поверхности. Таким образом, допустимая величина

$$\Delta\phi \leq \frac{\Delta}{2F_m}.$$

Учитывая возможность (впрочем мало вероятную) неоднократного попадания луча на одно и то же место зеркала, следует допуск ужесточить в два-три раза. Например, при величине смещения $\Delta = 0,5$ мм и значении $F_m = 5$ м допустимая погрешность $\Delta\phi$ составляет 3—4". Эта точность в несколько раз ниже требуемой для высококачественного астрономического зеркала.

4. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ФАЗОВЫМИ СЛОИМИ

В настоящее время известны две группы оптических систем, образующих изображения предметов. Признаком, отличающим друг от друга эти группы, является ход изменения длины оптического пути с апертурным углом. Для первой группы хорошо известных оптических систем, состоящих из линз и зеркал, длина оптического пути от точки объекта до его изображения является постоянной или почти постоянной вдоль всех лучей, пересекающих любую точку входного зрачка. Для второй — менее известных и не получивших распространения оптических систем, примером которых служат зонная пластинка Сорэ или ее видоизменения (зонная пластинка Вуда [7] и др.), длина хода непостоянна и может изменяться на любое число длин волн, но принимаются меры к тому, чтобы длина оптического пути для всех точек рабочей части зрачка могла быть представлена в виде $a + k\lambda$, где a — величина, составляющая по возможности небольшую часть длины волны; k — любое целое число; λ — длина волны.

Можно отметить, что обычные оптические системы являются частным случаем ($k = 0$) второй группы. Однако в некоторых отношениях свойства первой группы настолько отличны от свойств второй, что слияние этих групп в одну было бы нецелесообразным с практической точки зрения.

Системы второго типа не нашли практического применения по трем причинам: 1) все известные в настоящее время системы собирают в точку не более 40% падающей энергии; 2) они обладают весьма значительной и принципиально несправляемой хроматической аберрацией; 3) из-за громадного числа зон (порядка тысяч), необходимых для получения достаточной оптической силы, создаются большие технологические трудности изготовления таких пластинок.

Единственная рациональная попытка использовать зонную пластинку, изготовленную фотографированием интерференцион-

ных колец Ньютона, принадлежит О. Майерсу [14], который применил ее в качестве объектива спектрографа; при этом наличие большой хроматической aberrации перестает быть препятствием. Однако качество изображения получилось весьма плохим, а время экспозиции потребовалось в 16 раз большее, чем для простой линзы с тем же относительным отверстием.

Перечисленные выше недостатки зонных пластинок могут быть либо полностью устранены, либо использованы для компенсации остаточной хроматической aberrации (вторичного спектра) обычных оптических систем.

В результате можно получить хорошее исправление вторичного спектра астрономических и других длиннофокусных систем, для которых эта aberrация достигает весьма больших величин. При этом оказывается, что число интерферирующих пучков сравнительно невелико, около 30—40 для фокусного расстояния 1000—2000 мм и относительного отверстия 1 : 10.

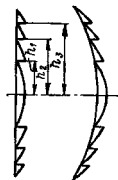


Рис. VII.19

Первым и основным недостатком зонных пластинок Сорэ или Вуда является разбрасывание световой энергии по изображениям разных порядков; этот недостаток вытекает из того, что оптическая длина пути, соединяющего точку объект и изображение его, непостоянна. Однако ее можно сделать постоянной, придавая зонной пластинке особый вид, определяемый условием, что на протяжении всей зоны оптическая длина пути постоянна, а при переходе с одной зоны на другую происходит скачок фазы на 2π . Среди бесчисленного числа возможных форм профилей пластинки можно указать на несколько показанных схематически на рис. VII.19. Максимальная толщина d_0 равна $\lambda_0 (n_0 - 1)$, где n_0 и λ_0 — соответственно показатель преломления и длина волны, для которой производится расчет пластинки (последнюю в дальнейшем будем называть фазовой). Толщина фазовых слоев изменяется по закону $d = d_0 - a (h^2 - h_k^2)$, где a — некоторая постоянная, зависящая только от положения предмета и изображения и от длины волны; h — высота пересечения луча с поверхностью; h_k — высота края k -й зоны. При этом $h_k < h < h_{k+1}$.

Осуществить описанные фазовые пластинки можно нанесением на одну из поверхностей линз тонких слоев, толщина которых меняется по указанному закону, или создавая углубления особым способом полнровки, предложенным В. А. Савиным.

Фокусное расстояние фазовой пластинки f_0 , т. е. величина, определяемая уравнением $\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \frac{1}{f_0}$, где s и s' — расстояния от пластинки до объекта и его изображения для основной длины волны λ_0 , вычисляется по формуле

$$f_0 = \frac{h^2}{2\lambda_0} \quad (\text{VII.51})$$

Для длин волн, отличных от λ_0 , нельзя найти такой абсциссы s' , при которой собиралось бы 100% падающей от объекта световой энергии. Абсцисса точки s' , где собирается максимум световой энергии, определяется из уравнения, известного из теории зонных пластинок,

$$\frac{1}{s'_\lambda} - \frac{1}{s'_0} = \frac{1}{f'_\lambda},$$

где $f'_\lambda = \frac{h_1^2}{2\lambda}$.

Из этого уравнения вытекает громадное значение хроматической аберрации $\delta s'$ зонных, а также фазовых пластинок:

$$\delta s' = -2s'^2 \frac{\Delta\lambda}{h_1^2} = -\frac{s'^2}{f'_0} \frac{\Delta\lambda}{\lambda}.$$

Хроматическая аберрация в обычно рассматриваемой области спектра $C - F$ (656 — 486 нм) равна $1/3$ от величины s'^2/f' , в то время как у линз она равна $1/60$ — $1/64$ для обычных кронов, т. е. в 20 раз меньше.

Вычисления показывают, что в фокусе, соответствующем длине волны $\lambda \neq \lambda_0$, энергия может быть определена по формуле

$$E(\lambda) = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 \frac{\sin^2 B/2}{(B/2)^2},$$

где $B = 2\pi \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \frac{n-1}{n_0-1}\right)$, если принять за единицу энергию в фокусе лучей λ_0 . Если, например, принять $\lambda_0 = 510$ нм, то при $\lambda = 380$ нм $E = 0,886$; при $\lambda = 600$ нм $E = 0,671$; при $\lambda = 700$ нм $E = 0,413$. Таким образом, фазовая пластинка представляет некоторую аналогию со светофильтром; она поглощает крайние области спектра больше, чем средние, если принимать во внимание спектральную чувствительность приемника (глаза, фотопластинки и т. д.), то потери, вызываемые указанным явлением, весьма невелики (для глаза они не превышают 2—3%).

Естественно возникает вопрос — не вызывает ли указанное явление рассеяние света и ухудшение разрешающей силы системы. Для выяснения его необходимо вычислить распределение энергии в плоскости, содержащей изображение точки и расположенной согласно формуле (VII.56).

Довольно сложные вычисления, основанные на применении принципа Гюйгенса—Френеля с дополнением Кирхгофа, использующие свойства бесселевых функций, приводят к следующей формуле:

$$E = \frac{4J_1^2(n)}{n^2} \frac{\sin^2 B/2}{(B/2)^2} + \frac{1}{q^2} \left\{ \frac{J_1(n)}{6} \left[\frac{n}{2} - J_1(n) \right] \times \right. \\ \times \left[\left[\frac{12 \sin B}{B^3} + \left(1 - \frac{12}{B^2} \right) \frac{\sin^2 B/2}{(B/2)^2} \right] + \right. \\ \left. + [J_0(n) - 1]^2 \left[\left[\cos B/2 - \frac{\sin B/2}{B/2} \right] \right] \frac{1}{B^3} + \dots \right\},$$

где q — число интерферирующих зон фазовой пластинки; $n = \frac{2\pi}{\lambda} z' \sin \omega'$; z' — расстояние от оси до точки, для которой определяется энергия; ω' — апертурный угол пучка. Так как величина q в случаях, представляющих интерес, не менее 30—40, а выражения в двойных скобках при всех значениях B обладают малыми численными значениями, можно считать с вполне достаточной точностью

$$E = \frac{4J_1^2(n)}{\pi^2} \frac{\sin^2 B/2}{(B/2)^2}.$$

Таким образом, распределение то же, что для идеальной оптической системы с тем же апертурным углом, но в нашем случае появляется множитель $\left(\frac{\sin B/2}{B/2}\right)^2$, зависящий от длины волны рассматриваемого света. Эта формула подтверждает фильтроподобное действие фазовой пластинки, хотя необходимо отметить, что в отличие от обычных светофильтров действие фазовой пластинки меняется в зависимости от ряда величин (например, положения плоскости установки).

Качество изображения точек, находящихся вне оптической оси системы, может быть определено на основании aberrаций 3-го порядка систем линз с фазовой пластинкой.

Выражения для aberrаций фазовой пластинки могут быть получены на основании зависимости длины оптического пути от координат точки пересечения луча с пластинкой.

Аберрации фазовой пластинки

Рассмотрим плоскую пластинку. Пусть P — плоскость пластинки (рис. VII.20), Q — плоскость предмета, L — точка-предмет. Обозначим через s расстояние между плоскостями P и Q ; пусть m и M — координаты точки O фазовой пластинки; l — расстояние точки L от оси пластинки. Рассмотрим плоскость изображений Q' . Пусть L' — изображение точки L и находится на расстоянии l' от оси; расстояние между плоскостями P и Q' обозначим через s' .

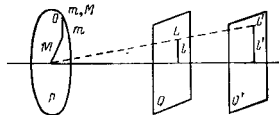


Рис. VII.20

Определим оптический путь (LOL') как функцию от s , s' , l , l' , m и M . Имеем $(LL') = OL' - OL$.

$$\begin{aligned} OL &= \sqrt{s^2 + M^2 + (m-l)^2} = s \left[1 + \frac{M^2 + (m-l)^2}{s^2} \right]^{1/2} = \\ &= s \left[1 + \frac{1}{2} \frac{M^2 + (m-l)^2}{s^2} - \frac{1}{8} \frac{[M^2 + (m-l)^2]^2}{s^4} + \dots \right. \\ &\dots = s + \frac{1}{2} \frac{M^2 + (m-l)^2}{s} - \frac{1}{8} \frac{[M^2 + (m-l)^2]^2}{s^3} + \dots \end{aligned}$$

Аналогично имеем для OL'

$$OL' = s' + \frac{1}{2} \frac{M^2 + (m-l')^2}{s'} - \frac{1}{8} \frac{[M^2 + (m-l')^2]^2}{s'^3}.$$

Разложим выражения для OL , OL' по степеням l , l' и получим

$$OL = s + \frac{1}{2} \frac{M^2 + m^2}{s} - \frac{ml}{s} + \frac{1}{2} \frac{l^2}{s} - \\ - \frac{1}{8s^3} [(M^2 + m^2)^2 - 4m(M^2 + m^2)l + 2(M^2 + 3m^2)l^2 - \\ - 4ml^3 + l^4]$$

и аналогично для OL' .

Разность $OL' - OL$ принимает следующий вид:

$$(LL') = OL' - OL = s' - s + \frac{1}{2} (M^2 + m^2) \left(\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} \right) - \\ - m \left(\frac{l'}{s'} - \frac{l}{s} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{l'^2}{s'^3} - \frac{l^2}{s^3} \right) - \\ - \frac{1}{8} \left[(M^2 + m^2)^2 \left(\frac{1}{s'^3} - \frac{1}{s^3} \right) - 4m(m^2 + M^2) \left(\frac{l'}{s'^3} - \frac{l}{s^3} \right) + \right. \\ \left. + 2(M^2 + 3m^2) \left(\frac{l'^2}{s'^3} - \frac{l^2}{s^3} \right) - 4m \left(\frac{l'^3}{s'^3} - \frac{l^3}{s^3} \right) + \right. \\ \left. + \frac{l'^4}{s'^3} - \frac{l^4}{s^3} \right] \dots \quad (\text{VII.52})$$

Добавим к величине LL' оптический путь луча, пройденный в самой пластинке. Этот оптический путь Δ зависит от высоты зоны $\rho = \sqrt{m^2 + M^2}$ и его величина представляет собой функцию такого вида:

$$\Delta = A\rho^2 + B\rho^4 + \dots,$$

которую можно написать в виде

$$\Delta = -\frac{\rho^2}{2f_0} - \frac{\rho^4}{c^2} + \dots,$$

так как при этом f_0 получает геометрический смысл фокусного расстояния пластинки, как это будет видно из дальнейшего. Величина c — некоторая длина, меняя которую можно влиять на аберрации пластинки. Общая разность хода с учетом влияния фазовой пластинки $(\overline{LL}')$ принимает вид

$$(\overline{LL}') = N = s' - s + \frac{1}{2} (M^2 + m^2) \left[\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} - \frac{1}{f_0} \right] - \\ - m \left(\frac{l'}{s'} - \frac{l}{s} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{l'^2}{s'^3} - \frac{l^2}{s^3} \right) - \frac{1}{8} \left[(M^2 + m^2)^2 \left(\frac{1}{s'^3} - \frac{1}{s^3} \right) - \right. \\ - \frac{1}{s^3} + \frac{8}{c^2} \left. \right] - 4m(m^2 + M^2) \left(\frac{l'}{s'^3} - \frac{l}{s^3} \right) + 2(M^2 + 3m^2) \times \\ \times \left(\frac{l'^2}{s'^3} - \frac{l^2}{s^3} \right) - 4m \left(\frac{l'^3}{s'^3} - \frac{l^3}{s^3} \right) + \frac{l'^4}{s'^3} - \frac{l^4}{s^3}. \quad (\text{VII.53})$$

Формула (VII.53) для оптического луча LL' через фазовую пластинку содержит m , M и l члены нулевого, второго и четвертого порядка относительно этих величин. Члены нулевого порядка интереса не представляют. Члены второго порядка малости соответствуют области параксиальных лучей. Согласно принципу Ферма нужно, чтобы члены, содержащие координаты M и m в первой и второй степени, равнялись бы нулю, откуда вытекает:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{f_0} &= \frac{1}{s'} - \frac{1}{s}; \\ \frac{l'}{s'} - \frac{l}{s} &= 0, \text{ или } \frac{l'}{l} = \frac{s'}{s}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.54})$$

Обе эти формулы совпадают с основными формулами бесконечно тонких линз и доказывают хорошо известное свойство фазовых пластинок: их эквивалентность бесконечно тонкой линзе.

Принимая во внимание (VII.54), исключая часть, не зависящую от координат на зрачке, получаем:

$$N = -\frac{(M^2 + m^2)^2}{8f} \left\{ \frac{1}{s^2} + \frac{1}{ss'} + \frac{1}{s'^2} + \frac{8f}{c^2} \right\} + \\ + \frac{1}{2} \frac{m(m^2 + M^2)}{f} \omega \left(\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} \right) - \frac{1}{4} \frac{M^2 + 3m^2}{f} \omega^2. \quad (\text{VII.55})$$

Величина N представляет собой волновую aberrацию зонной пластинки. Как видно из выражения (VII.55), зонная пластинка обладает сферической aberrацией, комой и астигматизмом. Кривизна и дисторсия зонной пластинки отсутствуют.

Поперечные aberrации $\delta g'$ и $\delta G'$, вызванные фазовой пластинкой, могут быть получены из волновых согласно известной формуле перехода

$$\delta g' = R' \frac{\partial s}{\partial m}; \quad \delta G' = R' \frac{\partial s}{\partial M},$$

где R — расстояние от выходного зрачка до плоскости изображения, в нашем случае оно равно s'

$$\left. \begin{aligned} \delta g' &= s' \frac{\partial s}{\partial m}; \\ \delta G' &= s' \frac{\partial s}{\partial M}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.56})$$

Вычисление выражений $\delta g'$ и $\delta G'$ приводит к следующим формулам:

$$\left. \begin{aligned} \delta g' &= -\frac{s'}{2f_0} \left(\frac{1}{s^2} + \frac{1}{ss'} + \frac{1}{s'^2} + \frac{8f}{c^2} \right) (M^2 + m^2) m + \\ &+ \frac{1}{2f_0} \left(\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} \right) (3m^2 + M^2) \omega - \frac{3}{2} \frac{m}{f} \omega^2; \\ \delta G' &= -\frac{s'}{2f_0} \left(\frac{1}{s^2} + \frac{1}{ss'} + \frac{1}{s'^2} + \frac{8f}{c^2} \right) (M^2 + m^2) M + \\ &+ \frac{1}{2f} \left(\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} \right) 2mM\omega - \frac{1}{2} \frac{M}{f} \omega^2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.57})$$

Можно ввести в формулу (VII.57) увеличение $\beta = \frac{s'}{s}$, получаем:

$$\left. \begin{aligned} \delta g' &= -\frac{1}{2f_0 s} \left(\beta + 1 + \frac{1}{\beta} + \frac{8f\beta s^2}{c^2} \right) (M^2 + m^2) m + \\ &\quad + \frac{1}{2f_0 s} \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) (3m^2 + M^2) w - \frac{3}{2} \frac{m}{f} w^2; \\ \delta G' &= -\frac{1}{2f_0 s} \left(\beta + 1 + \frac{1}{\beta} + \frac{8f\beta s^2}{c^2} \right) (M^2 + m^2) M + \\ &\quad + \frac{1}{2f_0 s} \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) 2m M w - \frac{1}{2} \frac{M}{f} w^2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.58})$$

Из этой формулы вытекает, что сферическая абберация всегда может быть исправлена выбором коэффициента c ; кома обращается в нуль только тогда, когда $\beta = \pm 1$ (объект и изображение на двойном фокусном расстоянии), что вытекает сразу из соображений симметрии, астигматизм не зависит от увеличения и не может быть устранен.

Фазовые пластинки сферической формы

На практике может оказаться выходом нанести фазовые слои не на отдельные специальные плоскопараллельные пластинки, а на поверхность линз. Рассмотрим, как влияет форма поверхности, на которую нанесены фазовые слои (рис. VII.21).

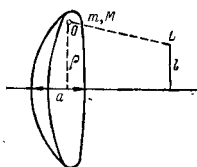


Рис. VII.21

Пусть R — радиус кривизны поверхности. Расстояние OL определяется по формуле

$$OL = \sqrt{(s-a)^2 + M^2 + (m-l')^2},$$

где a — сторона, соответствующая высоте p . Величина a вычисляется по формуле

$$a = \frac{p^2}{2R} = \frac{m^2 + M^2}{2R}.$$

Найдем величину ΔN — приращение волновой абберации, вызываемое кривизной фазовой пластинки. При плоской пластинке

$$OL = \sqrt{s^2 + M^2 + (m-l')^2}$$

и аналогично для OL' :

$$OL' = \sqrt{s'^2 + M^2 + (m-l')^2}.$$

Составим приращение пути падающего луча

$$\Delta(OL) = \sqrt{(s-a)^2 + M^2 + (m-l')^2} - \sqrt{s^2 + M^2 + (m-l')^2}.$$

Помножим и поделим это выражение на сопряженную величину

$$\Delta(OL) = \frac{-2as + a^2}{\sqrt{(s-a)^2 + M^2 + (m-l')^2} + \sqrt{s^2 + M^2 + (m-l')^2}}.$$

Разлагая в ряд выражение в знаменателе и, отбрасывая члены выше 4-го порядка малости, получаем после ряда сокращений:

$$\Delta N = \Delta(OL' - OL) = \frac{m^2 + M^2}{2Rf'} \left(\frac{1}{4R} - \frac{1}{s} - \frac{1}{s'} \right) - \frac{m^2 + M^2}{Rf'} m\omega, \quad (VII.59)$$

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{s'} - \frac{1}{s}; \quad \omega = \frac{l}{s} = \frac{l'}{s'}.$$

где

Первый член обуславливает сферическую абберацию, второй — кому. На остальные абберации кривизна поверхности пластинки не влияет.

Как было указано выше, сферическая абберация плоской пластинки обуславливается коэффициентом s , определяющим форму ступеней.

Введение кривизны фазовой пластинки дает еще один коррекционный параметр R . Комбинируя его значение со значением коэффициента s можно устранить одновременно сферическую абберацию и кому при любом положении плоскости объектов и изображений.

5. ВОЛОКОННЫЕ ДЕТАЛИ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Появление волоконных деталей в середине нашего столетия породило у конструкторов оптических систем и приборов большие надежды, вызванные замечательными свойствами этих деталей: переносом изображений в любое место (либо с сохранением размеров, либо с увеличением или уменьшением последних); произвольным искажением формы объекта, включающим как частный случай анаморфозу; исправлением кривизны поля и дисторсии и т. д.

В настоящее время многими фирмами за границей и у нас изготавливаются гибкие волоконные шнуры, с помощью которых оказалось возможным строить оптические системы чрезвычайно малого сечения для осмотра полостей человеческого тела, внутренних поверхностей труб и каналов различной формы, микроскопы, иглы и т. д. Эти приборы успешно заменяют прежние сложные и громоздкие оптические системы из линз. Применение волоконно-оптических дисков позволило на 1—2 порядка увеличить световые потоки, падающие на приемник после выхода из электронно-оптического преобразователя, светящейся поверхности люминофора и т. д.

Естественно ставить вопрос, насколько можно с помощью волоконных узлов усовершенствовать обычные оптические системы в смысле повышения характеристик или упрощения конструкции.

Волокоинные элементы обладают рядом специфических свойств ограничивающих возможности их применения в качестве составляющих узлов обычных оптических систем. Рассмотрим наиболее существенные из этих свойств.

Апертура волоконных элементов

Апертура волоконных элементов ограничена соотношением между значениями показателя преломления n материала волокна и показателя преломления оболочки n_0 (рис. VII.22). Если торец перпендикулярен оси прямого волокна, то

$$A = n_1 \sin u_1 = n' \sin u' = n_c \sin u_c = \sqrt{n^2 - n_0^2},$$

где u_c — угол луча с осью в среде (волокне).

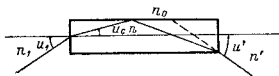


Рис. VII.22

Для волокна в воздухе

$$A = \sin u_1 = \sqrt{n^2 - n_0^2} = \sqrt{(n - n_0)(n + n_0)}. \quad (\text{VII.60})$$

Приблизительно $n + n_0 = 3,2$; $A \approx 1,78 \sqrt{n - n_0}$. Например, при $n - n_0 = 0,2$ $A = 0,80$.

Формула (VII.60) относится к лучам, лежащим в меридиональной плоскости, т. е. в плоскости, содержащей ось симметрии волокна. Косые лучи (не лежащие в меридиональной плоскости) обладают следующим свойством: их проекция на прямое сечение волокна касается окружности с центром на оси, диаметр которой зависит только от угла u_c .

Для косых лучей

$$\sin u_c = \frac{\sqrt{n^2 - n_0^2}}{1 - b^2}, \quad (\text{VII.61})$$

где $b = \frac{d}{D}$ (D — диаметр сечения волокна).

Таким образом, периферийные участки волокон пропускают лучи большей апертуры. В связи с этим возникает так называемый краевой эффект, заключающийся в том, что плотность световой энергии внутри каждого волокна растет по мере удаления от оси. Впрочем, этот эффект вследствие малости поперечных размеров волокна не оказывает заметного влияния на разрешающую способность волоконных узлов.

Для прямого волокна с косыми торцами апертурное число A определяется по формуле

$$\sin u_1 = \sqrt{n^2 - n_0^2} \cos \alpha - n_0 \sin \alpha, \quad (\text{VII.62})$$

где α — угол скоса торца.

Для изогнутого волокна с радиусом кривизны R апертура пучков, проходящих через волокно без виньетирования, опреде-

$$\text{ляется по формуле } \sin u_1 = \sqrt{n^2 - \left(\frac{R+1}{R-1}\right)^2 n^2}, \quad (\text{VII.63})$$

где за единицу принят радиус прямого сечения волокна.

Общая длина L пути многократно отраженного луча — меридионального или косого — определяется формулой $L = l \sec u_c$, где l — длина световода.

Число отражений η , которые претерпевают лучи в световоде длиной l и диаметром D , определяется по формуле $\eta = \frac{l}{D} \frac{\operatorname{tg} u_c}{\sqrt{1-b^2}}$.

Среднее по сечению число отражений $\bar{\eta}$ в прямом цилиндрическом световоде равно $\bar{\eta} = 1,18 \frac{l}{D} \operatorname{tg} u_c$. Например, в волокне диаметром 10 мкм с углом наклона $u_c = 30^\circ$ меридиональный луч в световоде длиной 100 мм испытывает 5775 отражений, косой луч, касательный к цилиндру диаметром 5 мкм, испытывает 23 100 отражений, а среднее по сечению число отражений равно 6800.

Потери светового потока при прохождении через волокно вызываются следующими причинами.

1. Потери вследствие отражений от торцевых поверхностей, определяются по формуле Френеля. Хотя принято считать отражение полным, на самом деле часть энергии выходит через боковые стенки (примерно 10^{-4} — 10^{-6}). Поскольку этих отражений при больших апертурных углах бывает очень много, потеря света, вызванная этой причиной, может оказаться довольно значительной. Она плохо поддается вычислению, так как коэффициент отражения в сильной степени зависит от ряда причин, которые нельзя учесть (дефекты изготовления, грязь на поверхностях волокон и пр.).

2. Потери от поглощения в среде волокон определяются следующим образом. Коэффициент пропускания τ находится по известной формуле $\tau = e^{-kl}$, где k — коэффициент, определяющий поглощение одного сантиметра материала волокна; l выражается в сантиметрах.

3. Потери вследствие дифракции, которые следует учитывать как только величина диаметра волокна становится меньше длины волны проходящего света.

4. Потери из-за неплотного заполнения световода волокнами (по этой причине теряется от 10 до 40% световой энергии).

Когда на прямое волокно с перпендикулярными оси торцам падает параллельный пучок под углом к оси волокна, возникает явление симметризации выходящих пучков. Лучи этого пучка, претерпевая неодинаковое число отражений от стенок волокна, при выходе образуют коническую поверхность с осью, совпадающей с осью волокна, причем угол образующей этой поверхности равен апертурному углу падающего пучка.

Если на волокно падает совокупность параллельных пучков с определенной апертурой A , то каждому направлению соответствует коническая поверхность, а всей совокупности соответствует совокупность конических поверхностей, заполняющая кольцевой телесный угол. Это явление носит название симметризации пучков (рис. VII.23). Оно может значительно изменить структуру падающих пучков и поэтому в общем случае нежелательно (за исключением особых случаев, когда, наоборот, надо добиться эффекта рассеяния света). Чтобы сохранить структуру падающих на волоконный элемент пучков, необходимо следить, чтобы поверхность торцов как со стороны падающих лучей, так и со стороны выходящих, была ортогональна главным лучам пучков.

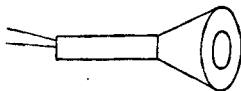


Рис. VII.23

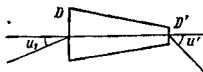


Рис. VII.24

Фоконы

Фоконами называют волоконные элементы, диаметры отдельных волокон которых изменяются в направлении движения света. Уменьшение диаметра сопровождается фокусирующим действием, т. е. уменьшением размеров изображения, и, согласно закону Лагранжа—Гельмгольца в трактовке Штраубеля, соответствующим увеличением апертуры, так как $n_1 \sin u_1 D_1 = n' \sin u' D'$.

Если $n_1 = n' = 1$, то $D_1 \sin u_1 = D' \sin u'$ и $\frac{\sin u'}{\sin u_1} = \frac{D_1}{D'}$ (обозначения те же, что и на рис. VII.24).

При увеличении диаметра сечения волокна (такой элемент иногда называют афоком) происходит обратное явление: апертура уменьшается, часть лучей возвращается обратно.

В наиболее простом случае, когда фоконы составлены из волоконных элементов, ограниченных коническими поверхностями, числовая апертура такой системы в воздухе определяется по формуле

$$\sin u_1 = \sqrt{n^2 - n_0^2} \cos \beta + n_0 \sin \beta, \quad (\text{VII.64})$$

где β — угол конусности волокна.

Фоконы из изогнутых элементов с торцами, перпендикулярными изогнутой оси, обладают свойствами, аналогичными описанным для элементов с прямой осью. Наличие кривизны несколько уменьшает апертуру падающих пучков, как это происходит в прямых элементах.

Все приведенные выше закономерности, относящиеся к свойствам прямых волоконных элементов, относятся также к фоконам

и афоконам. Основное отличие фоконов от цилиндрических элементов, о котором не следует забывать при расчетах, — это изменение апертуры, согласно формуле Штраубеля.

Разрешающая способность волоконных узлов

Образование изображений волоконными узлами происходит путем переноса малых участков картины объекта с помощью волоконных элементов. Качество изображений, оцениваемое разрешающей способностью или частотно-контрастной характеристикой (передаточной функцией), зависит от размеров и упаковки волокон; апертура пучков, падающих на переднюю поверхность и выходящих из задней поверхности волокон, имеет лишь второстепенную роль. Теоретический расчет, подтверждаемый экспериментом, показывает, что разрешающая способность, оцениваемая в линиях на миллиметрах, определяется числом, равным половине числа волокон, уменьшающихся на длину в 1 мм. Однако при этом контраст далек от единицы по причине рассеянного света, вызываемого нерабочей частью узла (10–20%), дифракцией на торцах, технологическими дефектами, неполным внутренним отражением стенок волокон и т. д. При диаметрах волокон, меньших нескольких длин волн основного (среднего) света, контраст приближается к нулю.

Если апертура падающего на волоконный узел пучка больше, чем предельная апертура пучка, пропускаемого узлом, происходит уменьшение светового потока, падающего на приемник, но разрешающая способность системы не изменяется.

Применение волоконных элементов для исправления аберраций

Волокна переносят световую энергию, проходящую через их передние торцы, на задние торцы. Чем меньше диаметр торцов и чем резче переносимая картина, тем больше подробностей будет в изображении, создаваемом на конце волоконного элемента. Из этого следует, что всякая аберрация картины-объекта на первой поверхности волоконного узла, превышающая в поперечном направлении диаметр волокон, недопустима. Недопустимы сферическая аберрация, кома, астигматизм, хроматические аберрации положения и увеличения, если они превышают указанный предел. Однако кривизна изображения и дисторсия, не влияющие на резкость и требующие лишь смещения (продольного или поперечного) положения точки-изображения, допустимы и с помощью волоконных элементов поддаются исправлению. Этот вопрос хорошо освещен в литературе.

Применение концентрического объектива. Пусть OO_1 — концентрический объектив (рис. VII.25), образующий изображения бесконечно удаленных предметов на сферах A_1A A_2 . По сравнению

с обычными объективами концентрический обладает следующими преимуществами:

качество изображения остается постоянным по всему полю зрения, а не ухудшается от центра к краям;

падение освещенности от центра к краям в плоскости изображения происходит по закону $E = E_0 \cos \omega$, где ω — наклон главного луча с осью в пространстве объектов.

В обычных объективах закон падения содержит четвертую степень косинуса. В некоторых объективах, специально рассчитанных на увеличение освещенности изображения на краю поля, падение ее происходит медленнее, чем в классических случаях.

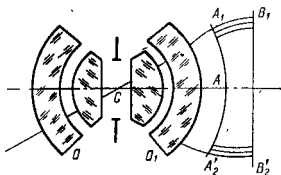


Рис. VII.25

Например, в некоторых широкоугольных объективах, рассчитанных М. М. Русиновым и Д. С. Волосовым, освещенность следует закону $\cos^2 \omega$ и даже $\cos^{2,6} \omega$.

Наиболее серьезный недостаток рассматриваемых объективов — из-за большой кривизны поверхности изображения и значительного поля зрения фоточувствительный слой должен лежать на сфере сравнительно большой кривизны. Это приводит к ряду неудобств. Обойти этот недостаток помогла волоконная оптика. С помощью волоконного дископодобного узла (рис. VII.25), состоящего из изогнутых и расширяющихся по длине волокон-фоконов, можно получить плоскую картину, подобную объекту, т. е. с исправленной дисторсией.

К сожалению, при переходе от сферической поверхности изображения A_1A_2 к плоской B_1B_2 исчезает основное преимущество концентрического объектива. Освещенность на плоскости теперь меняется по закону $\cos^4 \omega$, как это вытекает из формул фотометрии и из принципа сохранения энергии. Растут также потери световой энергии вследствие поглощения, отражений на торцах и т. д. Кроме того, изготовление необходимой волоконной оптики представляет трудности.

Хороший объектив с исправленной кривизной и без волоконной оптики может дать лучшее качество изображения при тех же характеристиках (фокусное расстояние, относительное отверстие, угол поля зрения) и несколько большем значении освещенности плоскости изображения. Этот вывод относится лишь к рассмотренному частному случаю.

Замена коллектива волоконной линзой. В сложных оптических системах (например, в перископах) ход главных лучей регулируется коллективами, с помощью которых достигается ограничение поперечных размеров компонентов системы. Коллективы, представляющие собой, как правило, положительные линзы,

обладают недонсправленной кривизной (положительным значением четвертой суммы), которая прибавляется к кривизне, создаваемой остальными компонентами, большинство которых также составляют положительные линзы. Как следствие, вся система страдает весьма значительной кривизной, никакими обычными средствами не поддающейся исправлению. Хороший выход из этого положения создает волоконная линза, помещенная на месте коллектива.

На рис. VII.26 изображена телескопическая система, состоящая из объектива L_1 , коллектива L_2 , оборачивающей системы L_3 и окуляра L_4 . Все детали обладают положительной оптической силой. Четвертая сумма системы значительна и с помощью линз не может быть на сколько-нибудь заметно уменьшена. Однако,

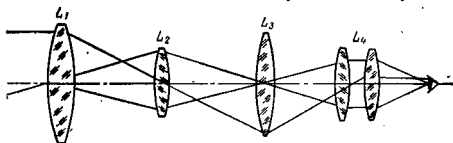


Рис. VII.26

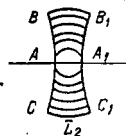


Рис. VII.27

если заменить коллектив L_2 волоконным элементом в виде двояковогнутой линзы $\bar{L}_2$ (на рис. VII.27 изображена в увеличенном масштабе), можно полностью компенсировать кривизну изображений, вызываемую всеми остальными узлами оптической системы. С этой целью нужно рассчитать для всей системы за исклю-

чением коллектива $-S_{IV} = \sum \Delta \frac{1}{r} = \frac{1}{R'}$. Здесь r — радиус кривизны поверхности, а величина $R' = -\frac{1}{S_{IV}}$ представляет собой радиус кривизны изображения в среде изображений (для простоты полагаем $n_1 = n_p = 1$).

Пусть h — полудиаметр коллектива, соответствующий краю поля зрения. Отношение $-\frac{h^2}{2R'} = \frac{h^2 S_{IV}}{2}$ равно разности стрелок $\overline{BB_1} - \overline{AA_1}$, которую следует придать волоконной линзе для того, чтобы она компенсировала кривизну всей оптической системы. Величины $\overline{BB_1}$ можно с достаточной степенью точности считать не по дугам (форма которых еще неизвестна), а вдоль прямой, параллельной оси.

Кривизна торцов SAB и $C_1A_1B_1$ определяется из следующих условий: 1) поверхность SAB должна быть сферической, центр ее совпадает с центром выходного зрачка объектива; 2) поверхность $C_1A_1B_1$ — сферическая с центром на входном зрачке системы линз L_3 .

Эти два условия необходимы, чтобы избежать явления симметрии, для чего поверхности торцов должны быть перпендикулярны главным лучам. Их можно соблюдать лишь приближенно, так как небольшое нарушение этих условий особого вреда не принесет. Однако они могут противоречить вышеуказанному требованию исправления кривизны всей системы. Кроме того, на поверхности САВ должно образоваться резкое изображение плоскости предметов, так как нерезкость на торце волоконного элемента никаким образом в дальнейшем не может быть исправлена. Поскольку число перечисленных условий превышает число свободных параметров, остается только один выход — найти оптимальный компромисс между ними. В частности, следует объектив L_1 исправить таким образом, чтобы изображение, создаваемое им было резким (из аберраций допустимы только кривизна и дисторсия). Желательно подобрать фокусные расстояния отдельных узлов системы таким образом, чтобы устранить перечисленные противоречия. Возможно также присоединение обычной линзы к волоконной, что позволяет произвольно выбрать значение кривизны первой (или второй) поверхности волоконной линзы.

Следует отметить, что изготовление такой сложной волоконной детали, как рассмотренная выше линза, представляет значительные трудности из-за особой упаковки волокон, обеспечивающей, помимо перечисленных ранее условий, еще и компенсацию дисторсии всей системы.

Этими примерами ограничиваются возможности коротких волоконных элементов в обычных оптических системах. Это ограничение обусловлено тем, что волоконные элементы могут быть использованы только в тех местах, где образуются действительные изображения плоскости объектов. В системах типа фотографических объективов, объективов микроскопов и т. д. вовсе нет промежуточных изображений либо они совпадают с передней фокальной плоскостью окуляров, и там они, как правило, не нужны.

Следует отметить, что волоконные элементы становятся тем более необходимыми и полезными, чем больше отношение длины оптической системы к ее диаметру. Действительно, большая длина системы требует наличия некоторого числа коллективов, причем это число растет с увеличением отношения длины к диаметру. В этом случае оптические системы из линз становятся сложными и все же не поддаются исправлению в отношении некоторых аберраций, в частности, кривизны. В этом случае применение волоконных элементов становится целесообразным, а в некоторых случаях является единственным способом решения ряда задач оптического приборостроения.

Список литературы

1. Вуд Р. Физическая оптика. Л.—М. ОНТИ, 1936, 895 с.
2. Глейхен А. Теория современных оптических инструментов. Л.—М., ОНТИ, 1935, 309 с.

3. Капани Н. С. Волоконная оптика. М., «Мир», 1969, 464 с.
4. Погарев Г. В. Юстировка оптических приборов. Л., «Машиностроение», 1968, 291 с.
5. Райский С. М. Зонная пластинка.— УФН, 1952, т. 47, № 4, с. 515.
6. Рождественский Д. С. Призма прямого видения для спектров туманностей.— ДАН СССР, 1957, т. 113, № 4, с. 11.
7. Слюсарев Г. Г. Апланатические системы призм.— ДАН СССР, 1933, с. 15—24.
8. Слюсарев Г. Г. Оптические системы с фазовыми слоями.— ДАН СССР, 1957, т. 113, № 4, с. 780—783.
9. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. Л., «Машиностроение», 1969, 670 с.
10. Чуриловский В. Н. Расчет призмённых систем. Л., «Сектор техпропаганды ВООМП», 1933, 87 с.
11. Шейнис Н. В. Клинья с переменным преломляющим углом.— ОМП, 1971, № 3, с. 23—26.
12. Tscherning. «Encycl. française d'opht.», 1904, N 3.
13. Kogelnik H., Li. «Appl. Opt.», 1966, v. 5, N 10.
14. Schwarzschild K. Theorie der Spiegelteleskope, Göttingen Nachr., 1905, N 43.
15. Mayers O. Am. J. Phys. 1951, v. 19.
16. Frägslein C., Weber K. «Optik», 1954, N 6.

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ РАСЧЕТА
ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

1. ОБЩЕЕ В РАСЧЕТАХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Основные идеи методики расчета оптических систем

Основные идеи расчета оптических систем излагались в гл. III, V, VI [2]. Расчет, как правило, разбивается на несколько этапов, часть которых в отдельных случаях может выпасть, как, например, габаритный расчет в обычных фотографических объективах. Расчет начинается с определения габаритных величин, т. е. оптических сил и рабочих отверстий компонентов, расстояний между ними. После этого выясняется, при каких относительных отверстиях и полевых углах работают компоненты системы и выбирается в общих чертах тип компонента (количество линз, их взаимное расположение и т. д.). Если система состоит из компонентов, толщина которых невелика по сравнению с фокусным расстоянием, то можно на основании аберрационных условий рассчитать с помощью формул перечисленных выше глав значения параметров P и W , после чего следует уточнить конструкцию каждого компонента. В дальнейшем открывается несколько путей. Если компонент обладает малым относительным отверстием, малым углом поля, значения его параметров P и W не очень велики, то проще всего использовать таблицы для расчета двухлинзовых склеенных объективов (табл. I.5—I.6). Если хотя бы одно из значений P , W и C далеко от нуля и P_0 выходит за пределы таблиц, то можно использовать программу на ЭВМ для расчета радиусов по заданным P , C , но выбор той пары стекол, при которых P_0 будет иметь нужное значение, представляет некоторые затруднения, так как интерполяция между сортами стекол, у которых n и v меняются одновременно, невозможна. Подбором сортов стекла с приблизительно одинаковыми значениями n и различными v можно создать такое изменение P_0 , которое практически зависит только от v , что дает возможность интерполяции. Проще брать в качестве компонента две несклеенные линзы и предоставить ЭВМ выполнение расчета по соответствующей программе. Следующий этап — переход к толщинам и подгонка к нужным значениям реальных аберраций — выполняется на ЭВМ или (при отсутствии последней) по методу, описанному [2].

Таким образом, для большой категории оптических систем, состоящих из не очень толстых компонентов, приходится решать задачу о подборе желательно простой тонкой системы, обладаю-

щей заданным наперед значением параметров P , W и C . Пока будем предполагать, что параметр π имеет значение, близкое к 0,6—0,7, так как в противоположном случае компонент должен быть сильно усложнен, толщина компонента перестает быть малой и простые закономерности бесконечно тонких компонентов становятся недействительными.

Простейший компонент, двойной склеенный объектив, у которого имеются три поверхности и большой выбор показателей преломления и коэффициентов дисперсии, обладает достаточно большим числом свободных степеней свободы для решения поставленной задачи. Если сорта стекол заранее заданы, то можно удовлетворить лишь двум условиям, например получить желаемые значения величин P и W или P и C (если только система уравнений приводит к вещественным корням). Подбором сортов стекла можно удовлетворить с достаточной точностью и третьему условию

Аберрационные свойства простейших бесконечно тонких систем

Напомним некоторые свойства простых линз, которые сохраняются в более сложных (например, склеенных) компонентах.

Основные параметры P и W бесконечно тонкой линзы зависят от одного параметра, определяющего форму линзы. Таким параметром может служить угол α_2 (в предположении, что $\alpha_1 = 0$, $\alpha_3 = 1$). Тогда имеем

$$\left. \begin{aligned} W &= \sum \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{\alpha}{n} = \frac{n}{n-1} \left(1 - \frac{n+1}{n} \alpha_2 \right); \\ P &= \sum \left(\frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \Delta \frac{\alpha}{n} = \frac{n^2}{(n-1)^2} \times \\ &\times \left[1 - \left(2 + \frac{1}{n} \right) \alpha_2 + \left(1 + \frac{2}{n} \right) \alpha_2^2 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.1})$$

Параметр π равен $\frac{1}{n}$, а следовательно, меняется в узких пределах 0,55—0,70 и в большинстве приложений может считаться постоянным. Параметр C зависит только от марки применяемого стекла и равен $\frac{1}{v}$, где v — коэффициент дисперсии, равный $\frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$.

Удобно для ряда приложений выразить P в виде функции от W .

$$\left. \begin{aligned} P &= P_0 + a (W - W_0)^2; \\ W_0 &= \frac{1}{2(2+n)}; \\ a &= 1 - \frac{1}{(1+n)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2})$$

Значения P_0 , W_0 и a приведены в табл. VIII.1.

Из этой таблицы видно, что величины W_0 и a для обычно применяемых сортов стекла меняются мало; величина P_0 изменяется в более широких пределах, но через нуль не проходит, так что исправление сферической аберрации для далеких объектов, как правило, невозможно.

Таблица VIII.1
Зависимость значений
 P_0 , W_0 от n

n	a	W_0	P_0
1,40	0,827	0,147	2,96
1,45	0,834	0,145	2,49
1,50	0,840	0,143	2,14
1,55	0,846	0,141	1,88
1,60	0,852	0,139	1,67
1,65	0,858	0,137	1,50
1,70	0,863	0,135	1,36
1,75	0,868	0,133	1,24
1,80	0,872	0,132	1,14
2,0	0,889	0,125	0,88
2,4	0,913	0,114	0,63
3,0	0,938	0,100	0,41
4,0	0,960	0,083	0,28

Однако следует обратить внимание на то что, если оптическая система предназначена для работы в инфракрасной области, где кристаллы германия и кремния со значениями показателей преломления четыре, три соответственно прозрачны, то в ряде случаев можно использовать простые линзы в качестве объективов, поскольку величина P_0 очень мала и мала также пеллавеа постоянная π , что создает благоприятные условия для создания широкоугольных систем простой конструкции.

Отметим еще некоторые свойства бесконечно тонких линз при составлении конструкции оптической системы. При $s_1 = \infty$ имеем следующие значения пяти сумм Зейделя.

$$\left. \begin{aligned} S_I &= P, \quad S_{II} = yP + W; \\ S_{III} &= y^2P + 2yW + 1, \quad S_{IV} = \frac{1}{n}; \\ S_V &= y^3P + 3y^2W + y \left(3 + \frac{1}{n} \right), \end{aligned} \right\} \quad (VIII.3)$$

или приблизительно $S_V \approx y(y^3P + 3yW + 3,6)$, где $y = \frac{x_1}{f}$, x_1 — расстояние входного зрачка от линзы.

Из этих формул видно, что при малых расстояниях входного зрачка от линзы сферическая аберрация обуславливается величиной P , кома величиной W ; астигматизм не зависит от формы линзы, и коэффициент S_{III} равен единице; S_{IV} практически постоянно (0,6—0,7) и S_V близко к нулю. Положение зрачка является сильным параметром, с помощью которого можно заметно влиять на величину аберраций.

Полезно определить выгоднейшую форму простой линзы и влияние положения входного зрачка хотя бы для наиболее важного в практике случая бесконечно далекого предмета ($s_1 = \infty$). Рассмотрим частный случай, когда показатель преломления

линзы равен 1,53; при этом P_0 равен 2,0. Между P и W существует связь

$$P = 2 + 0,85 (W - 0,14)^2.$$

Для вычисления сумм S_I, S_{II}, S_{III} необходимо предварительно определить значения P , соответствующие значениям W :

W	-0,5	-0,25	0	0,25	0,50	0,75	1	1,25
P	2,35	2,13	2,02	2,01	2,11	2,31	2,62	3,02

На основании этого составим таблицу значений S_I, S_{II}, S_{III} для изучаемого интервала значений y и W (табл. VIII.2). Область изменений W задаем от $-0,5$ до $+1,25$; y от $-1,25$ до $+0,5$. В этой области получаются наиболее выгодные комбинации значений S_I, S_{II}, S_{III} .

Из табл. VIII.2 видно, что лучший компромисс между значениями S_I, S_{II}, S_{III} получается в области $W = 0,5$ и $y = -0,25$, или $W = 0,75$, $y = -0,3$. При этом P мало отличается от минимально возможного значения 2, вторая сумма близка к нулю и третья спускается ниже единицы (примерно до 0,8).

Поскольку при $\alpha_1 = 0$, $\alpha_3 = 1$ выражение для W имеет вид

$$W = \frac{n}{n-1} - \frac{n+1}{n-1} \alpha_2. \quad (\text{VIII.4})$$

для выбранного выше значения показателя преломления 1,53 имеем

$$W = 2,88 - 4,78\alpha_2,$$

откуда $\alpha_2 = 0,50$. Этим значениям α соответствуют значения радиусов $r_1 = 0,678$ и $r_2 = -2,10$ при $f' = 1,0$. При такой форме линзы можно надеяться, что изображение далекого объекта будет искажено меньше, чем при любой другой форме линзы.

Эту же задачу можно поставить для двухлинзовых систем. Здесь появляется возможность приблизить параметр P к нулю, однако при этом S_{III} приближается к единице, особенно при малом S_{II} . Воздушный промежуток играет большую роль, позволяя влиять на третью и четвертую суммы, и даже на коэффициент сферохроматической аберрации, если оба компонента обладают различными по знаку значениями оптической силы.

Еще лучше задачу о малом искажении решает трехлинзовая система с двумя небольшими воздушными промежутками. Примером такой системы является тройной компонент из стекла К8 из трех положительных линз, входной зрачок системы расположен около переднего фокуса ($\frac{x'}{f} = -0,87$), суммы

Т а б л и ц а VIII.2

Зависимость сумм S_I , S_{II} , S_{III} для рассматриваемого интервала u и W

w	y	S_I	S_{II}	S_{III}	w	y	S_I	S_{II}	S_{III}
-0,5	-1,25	2,35			0,50	-1,25	2,11	-2,14	3,06
	-1,0	2,4	-2,9	4,4		-1,0	2,11	-1,61	2,11
	-0,75	2,35	-2,31	3,10		-0,75	2,11	-1,08	1,43
	-0,5	2,35	-1,70	2,1		-0,5	2,11	-0,55	1,02
	-0,25	2,35	-1,13	1,41		-0,25	2,11	-0,02	0,88
	0	2,35	-0,50	1,0		0	2,11	0,50	1,0
	0,25	2,35	0,09	0,9		0,25	2,11	1,03	1,38
	0,5	2,35	0,68	1,09		0,5	2,11	1,56	2,03
-0,25	-1,25	2,13			0,75	-1,25	2,31	-2,14	2,73
	-1,0	2,13	-2,38	3,63		-1,0	2,31	-1,56	1,81
	-0,75	2,13	-1,85	2,57		-0,75	2,31	-0,98	1,17
	-0,5	2,13	-1,31	1,78		-0,5	2,31	-0,40	0,82
	-0,25	2,13	-0,78	1,26		-0,25	2,31	0,10	0,77
	0	2,13	-0,25	1,0		0	2,31	0,75	1,0
	0,25	2,13	0,28	1,01		0,25	2,31	1,33	1,52
	0,5	2,13	0,81	1,28		0,5	2,31	1,01	2,33
0	-1,25	2,02	-2,52	4,20	1,0	-1,25	2,62	-2,28	2,80
	-1,0	2,02	-2,02	3,02		-1,0	2,62	-1,62	1,62
	-0,75	2,02	-1,51	2,13		-0,75	2,62	-0,96	0,97
	-0,5	2,02	-1,01	1,50		-0,5	2,62	-0,30	0,65
	-0,25	2,02	-0,50	1,12		-0,25	2,62	0,34	1,66
	0	2,02	0	1,0		0	2,62	1,0	1,0
	0,25	2,02	0,50	1,12		0,25	2,62	1,66	1,66
	0,5	2,02	1,01	1,50		0,5	2,62	2,32	2,65
0,25	-1,25	2,01	-2,26	3,52	1,26	-1,25	3,02	-2,52	2,59
	-1,0	2,01	-1,76	2,51		-1,0	3,02	-1,77	1,52
	-0,75	2,01	-1,26	1,76		-0,75	3,02	-1,02	0,83
	-0,5	2,01	-0,75	1,25		-0,5	3,02	-0,26	0,50
	-0,25	2,01	-0,25	1,0		-0,25	3,02	0,50	0,66
	0	2,01	0,25	1,0		0	3,02	1,25	1,0
	0,25	2,01	0,75	1,25		0,25	3,02	2,0	1,81
	0,5	2,01	1,26	1,75		0,5	3,02	2,75	3,0

Зейделя: $S_I = 0,36$; $S_{II} = 0,33$; $S_{III} = -0,08$; $S_{IV} = 0,66$; $S_V = -1,95$. Приближенные значения конструктивных элементов приведены в табл. VIII.3 при $f' = 1$.

В принципе она может быть исправлена заменой простых линз склеенными ахроматическими. Достоинство внимания, что первая и вторая суммы не превосходят $0,3 + 0,35$, третья даже отрицательна. Такая система может найти применение в качестве окуляра или части окуляра. Дальнейшее усложнение системы, естественно, позволяет обратить в нуль еще ряд aberrаций, в том числе хроматические и сумму Пецваля, и приблизить к нулю первую и вторую суммы.

В этой главе необходимо изложить некоторые соображения о подборе компонентов (достаточно тонких, чтобы их aberrации 3-го порядка определялись исключительно значениями основных параметров P , W и λ), обладающими заданными и наперед значениями P и W .

Величины P и W бесконечно тонкого компонента связаны приближенным соотношением

$$P = P_0 + 0,85 (W - 0,15)^2.$$

где P_0 зависит только от конструкции компонента. Если он представляет простую линзу, то значение P_0 в зависимости от показателя преломления линзы лежит в пределах $2,1 - 0,5$. У компонента, состоящего из двух склеенных линз, значение P_0 может быть любым. Если коэффициенту C , определяющему хроматические aberrации первого порядка системы, необходимо задавать определенное значение, приходится подыскивать комбинацию стекол, удовлетворяющую условиям, при которых P_0 и C обладают нужными значениями.

Двухлинзовый объектив с неравными внутренними радиусами при любых значениях C может (теоретически) обладать заданным значением P_0 . Все более сложные компоненты обладают этим же свойством, причем чем больше число линз, тем меньше кривизна поверхностей, а вследствие этого уменьшаются в общем случае aberrации высших порядков. Как правило, комбинации значений W , близких к нулю, и P , лежащих в пределах $1 - 2,5$, обладают при прочих равных условиях (одинаковое число линз, одинаковые сорта стекол) наименьшими значениями сферической aberrации высшего порядка. Все перечисленные выводы могут быть проверены с помощью таблиц двухлинзовых склеенных объективов.

Таблица VIII.3
Приближенные значения
конструктивных элементов
тройного компонента

r	d	n	α
4,75	0,2	1,0	0,0
		1,513	0,115
-2,31	0,01	1,0	0,337
1,52	0,2	1,513	0,441
26,8		1,0	0,666
0,79	0,222	1,513	0,8
1,65		1,0	1,0

Приемы воздействия на кривизну изображения

Кривизна изображения, даваемого центрированной оптической системой, определяется четвертой суммой S_{IV} , равноство иулю которой обеспечивает выполнение условия Пецваля, т. е. плоскостность изображения (если объект сам расположен на плоскости). Для системы, состоящей из некоторого числа бесконечно тонких компонентов, сумма S_{IV} пропорциональна выражению $\sum \Phi_i \pi_i$, где Φ_i — оптическая сила компонента i , π_i — его основной параметр, определяемый формулой

$$\pi = \sum_1^n \frac{\varphi}{n}$$

при $\sum_1^n \varphi = 1$, φ — приведенные оптические силы отдельных линз, составляющих компонент i .

В простых бесконечно тонких линзах $\pi = \frac{1}{n}$. Рассмотрим сначала влияние толщины простой линзы на коэффициент π . Если ρ — радиус кривизны изображения плоского объекта, то

$$\rho = \sum \frac{\Delta \frac{1}{n}}{r} = - \frac{(n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)}{n} = - \Phi \pi. \quad (\text{VIII.5})$$

С другой стороны, в толстой линзе

$$\Phi = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n-1)^2}{nr_1 r_2} d.$$

Поэтому (VIII.5) может быть переписана в виде

$$\rho = - \frac{1}{n} \left[\Phi - \frac{(n-1)^2}{nr_1 r_2} d \right].$$

Значение параметра π распространяется и на толстые линзы, полагая $\pi = -\rho' / \rho$, имеем:

$$\pi = \frac{1}{n} \left[1 - \frac{(n-1)^2 d}{nr_1 r_2 \Phi} \right]. \quad (\text{VIII.6})$$

При малой толщине Φ близко к $(n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = (n-1) \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}$ и предыдущее выражение может быть переписано в виде

$$\pi = \frac{1}{n} \left[1 - \frac{d(n-1)}{n(r_2 - r_1)} \right], \quad (\text{VIII.7})$$

т. е. π уменьшается в линзах менiscoобразного вида. Чем круче радиусы r_1 и r_2 , тем меньше разность $r_2 - r_1$ и π . Однако фор-

мула (VIII.7) достаточно точна только при малых $\frac{d}{r}$. Для более точных расчетов можно использовать легко выводимые формулы:

$$\frac{f'^2}{r_1 r_2} = \frac{(1 - n S_{IV}) n}{(n-1)^2} \frac{d}{f'}; \quad f' \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{S_{IV}}{1 - \frac{1}{n}}, \quad (\text{VIII.8})$$

из которых после составления уравнения второй степени можно получить r_1 и r_2 .

Выясним, при какой форме линзы получается максимальное значение π . Из уравнения (VIII.6) вытекает, что максимум π имеет место при максимуме выражения $\frac{1}{r_1 r_2}$, причем r_1 и r_2 связаны соотношением $\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} = \frac{\Phi}{n-1}$. Легко убедиться, что этот максимум соответствует равенству $r_1 = -r_2$; при этом

$$\pi_{\max} = \frac{1}{n} \left(1 - \frac{d\Phi}{4n} \right).$$

Например, при $\frac{d}{f'} = 0,1$ $\pi_{\max} = \frac{1}{n} \left(1 + \frac{0,025}{n} \right)$, т. е. π увеличивается только на 1—2%, т. е. ничтожно мало.

Таким образом, значительно легче уменьшить значение π простой линзы, чем увеличить его. Этот вывод распространяется и на сложные линзы. Больше возможностей представляет случай двух близко расположенных друг к другу линз.

Пусть r_1, r_2, r_3, r_4 — радиусы линз, d_1 и d_2 — их толщины; d — расстояние между внутренними главными плоскостями этих линз; n_1 и n_2 — их показатели преломления. Выражение для величины π , соответствующей рассматриваемой системе линз, имеет вид

$$\pi = -\frac{1}{\Phi} \sum \frac{\Delta}{r} \frac{1}{n},$$

где Φ — оптическая сила компонента. Далее

$$\Phi\pi = \frac{n_1-1}{n_1} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{n_2-1}{n_2} \left(\frac{1}{r_3} - \frac{1}{r_4} \right).$$

Обозначим через Φ_1 и Φ_2 оптические силы обеих линз. Имеем

$$\Phi_1 = (n_1-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n_1-1)^2}{n_1 r_1 r_2} d_1;$$

$$\Phi_2 = (n_2-1) \left(\frac{1}{r_3} - \frac{1}{r_4} \right) + \frac{(n_2-1)^2}{n_2 r_3 r_4} d_2.$$

Исключая выражения $(n-1)\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{r'}\right)$ из последних формул и вставляя в первое, обозначая для краткости $\frac{(n-1)^2}{nr'} = m$, получаем

$$\Phi\pi = \frac{\varphi_1}{n_1} + \frac{\varphi_2}{n_2} - \frac{m_1 d_1}{n_1} - \frac{m_2 d_2}{n_2};$$

$$\pi = \frac{\frac{\varphi_1}{n_1} + \frac{\varphi_2}{n_2} - \frac{m_1 d_1}{n_1} - \frac{m_2 d_2}{n_2}}{\varphi_1 + \varphi_2 - d\varphi_1\varphi_2}.$$

Положим $n_1 = n + \delta$, $n_2 = n - \delta$, где $n = \frac{n_1 + n_2}{2}$; $\delta = \frac{n_1 - n_2}{2}$, поскольку величины $\frac{d}{r}$, $d\Phi$, δ малы, то

$$\pi = \left[\frac{\varphi_1}{n} \left(1 - \frac{\delta}{n} \right) + \frac{\varphi_2}{n} \left(1 + \frac{\delta}{n} \right) - \frac{m_1 d}{n} - \frac{m_2 d}{n} \right] =$$

$$= \frac{1}{n} \left(1 + \frac{\delta}{n} \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\Phi} - \frac{m_1 d_1}{\Phi} - \frac{m_2 d_2}{\Phi} + \frac{d\varphi_1\varphi_2}{\Phi} \right)$$

и, заменяя величины δ , m их значениями, получаем окончательно

$$\pi = \frac{1}{n} \left[1 + \frac{n_1 - n_2}{2n} \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\Phi} - \frac{(n_1 - 1)^2}{n_1} \frac{d_1}{\Phi r_1 r_2} - \right.$$

$$\left. - \frac{(n_2 - 1)^2}{n_2} \frac{d_2}{\Phi r_3 r_4} + \frac{d\varphi_1\varphi_2}{\Phi} \right]. \quad (\text{VIII.9})$$

Рассмотрим теперь вопрос, как повлиять на величину π . При расчете оптических систем приходится коэффициенту π придавать либо повышенные, либо пониженные значения (например, в телеобъективах со значительным телеувеличением, в системах, проектирующих на плоские экраны изображения предметов, нанесенных на сферические поверхности, и т. д.). Необходимо отдельно рассматривать случай положительных Φ и случай отрицательных Φ .

С положительным Φ , если необходимо увеличить π , должны быть выполнены условия: а) $(n_2 - n_1)(\varphi_2 - \varphi_1)$ — отрицательно, т. е. более сильная линза обладает меньшим показателем преломления; б) произведения $r_1 r_2$ и $r_3 r_4$ должны быть отрицательны, т. е. обе линзы двояковыпуклы; в) обе линзы должны быть положительны. Схематически компонент имеет вид (рис. VIII.1), штриховка соответствует большему значению показателя преломления. Исправление хроматической аберрации представляет большие трудности.

Для уменьшения π необходимо: а) $(n_2 - n_1)(\varphi_2 - \varphi_1)$ — положительно, т. е. более сильная (обязательно положительная) линза должна быть из более тяжелого стекла; б) обе линзы должны быть меинскообразны, так как произведения $r_1 r_2$ и $r_3 r_4$ положительны; в) одна линза (самая сильная) должна быть положительной, а слабая должна быть отрицательной.

Схематически компонент может быть изображен, как показано на рис. VIII.2. Материалом положительного компонента должен служить тяжелый крои, а отрицательного — легкий флинт (для получения ахроматического компонента).

С отрицательным Φ , если необходимо увеличить π , нужно: а) чтобы произведение $(n_2 - n_1)(\varphi_2 - \varphi_1)$ было положительным; б) обе линзы должны быть менiscoобразны ($r_1 r_2$ и $r_3 r_4 > 0$);

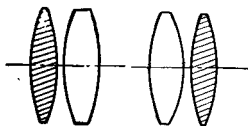


Рис. VIII.1

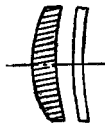


Рис. VIII.2

в) произведение $\varphi_1 \varphi_2$ должно быть отрицательным, т. е. одна линза положительная, другая отрицательная (наиболее сильная — отрицательная). Это показано на рис. VIII.3.

Для уменьшения π необходимо: а) чтобы произведение $(n_2 - n_1)(\varphi_2 - \varphi_1)$ было отрицательным; б) обе линзы двояковогнутые или двояковыпуклые; в) обе линзы отрицательные или положительные (рис. VIII.4).

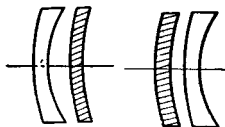


Рис. VIII.3

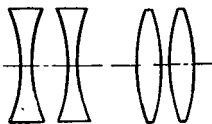


Рис. VIII.4

Полученные результаты требуют дополнительных пояснений. Они вытекают из формулы (VIII.9).

Следует обратить внимание на то, что при наличии большого каталога оптических стекол влияние первого члена (после единицы) является решающим. Действительно, используя стекла с большой разностью значений показателей преломления, и значения $\left| \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\Phi} \right|$ около пяти, что еще не вызывает появления значительных аберраций высших порядков, можно член $\frac{\delta}{n} \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\Phi}$ довести до 0,2—0,3, в то время как остальные члены выражения (VIII.9) не превышают нескольких сотых.

Для последующего анализа возможностей воздействия на параметр π заметим, что, как правило, рассматриваемые здесь компоненты должны быть исправлены в отношении хроматической аберрации, т. е. параметры C для них должны быть приравнены нулю.

Это приводит к тому, что $\frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} = 0$, или, помня, что $\varphi_1 + \varphi_2 = \Phi$, получаем $\varphi_1 = \Phi \frac{v_1}{v_1 - v_2}$; $\varphi_2 = -\frac{v_2}{v_1 - v_2} \Phi$. Подставляя эти выражения в формулу для первого члена формулы (VIII.9) $\frac{\delta}{n} \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\Phi}$ и помня, что $\delta = \frac{n_1 - n_2}{2}$, $n = \frac{n_1 + n_2}{2}$, получаем

$$\frac{\delta}{n} \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\Phi} = -\frac{n_2 - n_1}{v_2 - v_1} \frac{v_1 + v_2}{n_1 + n_2}. \quad (\text{VIII.10})$$

Формуле (VIII.10) соответствует довольно простое графическое толкование. Отношение $\frac{n_2 - n_1}{v_2 - v_1}$ представляет собой тангенс угла, образуемого с осью прямой, соединяющей две точки координат $n_1 v_1$ и $n_2 v_2$ на диаграмме Аббе. Дробь $\frac{v_1 + v_2}{n_1 + n_2}$ меняется в довольно узких пределах 20—30 (в области $C-F$) и в первом приближении может быть принята равной 25.

Из диаграмм Аббе, составленных для каталога отечественных оптических стекол, вытекает, что для увеличения π одной из наиболее выгодных пар является следующая: ТФ10 ($n_D = 1,806$, $v = 25,4$); ЛФ12 ($n_D = 1,540$, $v = 44,9$). Для этой пары первая часть формулы (VIII.10) принимает значение $+0,286$, что дает для π значение $0,597 \cdot 1,286 = 0,77$.

Для уменьшения π необходимо применять «аномальную» пару, для которой отношение $\frac{n_2 - n_1}{v_2 - v_1}$ положительно, например пару СТК4 ($n_D = 1,692$, $v = 54,5$); ЛФ8 ($n_D = 1,575$, $v = 41,3$). Для этой пары произведение $-\frac{n_2 - n_1}{v_2 - v_1} \frac{v_1 + v_2}{n_1 + n_2}$ принимает значение $-0,260$, что дает для π значение $0,614 \cdot 0,74 = 0,45$.

Можно найти более выгодные в отношении увеличения или уменьшения значения π пары, при которых разность $v_2 - v_1$ близка к нулю. При этом оптические силы φ_1 и φ_2 приобретают большие по абсолютному значению величины, что приводит к появлению значительных аберраций высших порядков.

Любопытно, что приемы увеличения (или уменьшения) параметра π не зависят от того, обладает ли компонент положительной или отрицательной оптической силой.

Выполнению условия астигматизма тонких лучей

Астигматизм оптической системы в пределах зейдевой оптики определяется значением третьей суммы S_{III} . Для бесконечно тонкого компонента S_{III} определяется формулой

$$S_{III} = y^2 P + 2yW + 1. \quad (\text{VIII.11})$$

Рассмотрим наиболее важный случай когда предмет на бесконечности, тогда W и P заменяются основными параметрами W

и Р. Очевидно, что одновременное выполнение условий исправления сферической аберрации и комы приводит к тому, что $S_{III} = 1$ (так как Р и W равны нулю). Для уменьшения S_{III} необходимо, чтобы Р и W были отличны от нуля. Таким образом, для бесконечно тонкого компонента исправление астигматизма возможно только за счет сферической аберрации и комы. Так, например, обстоит дело с очковыми линзами, для которых благодаря малости апертурного угла (порядка тысячных) сферическая аберрация и кома настолько малы, что ими можно пренебречь. В какой-то степени окуляры и лупы напоминают очковые линзы, так как в этих системах исправление сферической аберрации и комы второстепенно, кроме того выходной зрачок стоит далеко от линз, что облегчает устранение астигматизма. Типичны в этом отношении фотографические объективы «апланаты», пользующиеся большим успехом в конце прошлого столетия, а теперь забытые, состоящие из двух симметрично расположенных относительно диафрагмы ахроматических компонентов, в которых исправление астигматизма достигалось благодаря большому расстоянию компонентов от диафрагмы. Исправление комы вытекает (приближению) из симметричности системы, а устранение сферической и хроматической аберраций обязано наличию двух линз в каждом компоненте; к тому же малое относительное отверстие апланатов позволяет ограничиться лишь частичным исправлением перечисленных аберраций.

Таким образом, исправление астигматизма требует выполнения как минимум двух условий: большой (сравнительно) длины системы и наличия больших значений Р или W в компонентах ее. Одновременное исправление астигматизма, сферической и хроматической аберраций представляет трудную задачу, для решения которой нужно использовать сложные конструкции, содержащие два удаленных компонента (тип телеобъектива или тип Пецваля), а лучше три (триплет и все его разновидности).

Исправление дисторсии

Если оптическая система состоит из одного бесконечно тонкого компонента, то условие исправления дисторсии принимает вид:

$$y \left[y^2 P + 3yW + \left(3 + \frac{1}{n} \right) \right] = 0. \quad (\text{VIII.12})$$

Оно удовлетворяется, если: $y = 0$; $y^2 P + 3yW + 3 + \frac{1}{n} = 0$.

Первое решение соответствует случаю, когда зрачок совпадает с компонентом.

Второе решение противоречит условиям исправления сферической аберрации и комы ($P = 0$, $W = 0$). Когда $P = 0$ и $W = 0$, остается член $\left(3 + \frac{1}{n} \right) y$, довольно значительный ввиду большого численного значения множителя $3 + \frac{1}{n}$, равного 3,7.

Дисторсия, как и кома, обращается в нуль в симметричных системах при поперечном увеличении $\beta = -1$. Когда плоскость предметов уходит на бесконечность, как правило, дисторсия невелика, так как при симметричном ходе главного луча происходит ее частичное исправление (для полного исправления необходимо отойти от симметрии конструкции).

В оптических системах, расстояния между компонентами которых не велики по сравнению с фокусными расстояниями последних, можно упростить выражение пятой суммы в том случае, когда зрачок системы находится внутри нее. Тогда величины y малы, а следовательно, можно в первом приближении пренебречь членами, содержащими y в квадрате и в кубе, и выражение для дисторсии примет вид:

$$S_v = J^2 \sum \frac{y_i}{h_i} \Phi_i (3 + \pi_i) \quad (\text{VIII.13})$$

или, поскольку π практически постоянно и равно 0,7, получаем

$$S_v = 3,7 J^2 \sum \frac{y_i}{h_i} \Phi_i. \quad (\text{VIII.13}^*)$$

Выражение $\sum \frac{y_i}{h_i} \Phi_i$, равное нулю, обеспечивает в первом приближении условие ортоскопии.

Второе приближение

Предположим, что на основании изложенных выше соображений рассчитаны основные параметры P , W и C компонентов оптической системы в предположении, что они бесконечно тонкие. По методике, изложенной в гл. V [2], при переходе к конечным (отличным от нуля) толщинам линз возникают разные возможности.

Система простая, т. е. состоит из малого числа поверхностей и аберрации высших порядков малы, разумнее всего продолжать расчет без ЭВМ, меняя в узких границах значения параметров P , W , пока не будет получена оптимальная система. Когда величины аберраций окажутся достаточно малы и близки к минимально возможным, если есть необходимость, можно уточнить оценку качества вычислением ЧКХ.

Если система простая, но обладает большими аберрациями высших порядков, необходимо получить на ЭВМ таблицу влияния конструктивных элементов на аберрации и на основании анализа этой таблицы можно (лучше всего с помощью машины) довести систему до оптимального состояния.

Система сложная, но поддается разделению на несколько простых компонентов, можно использовать вышеуказанные приемы к отдельным компонентам и следить за качеством изображения системы в целом.

Если система сложная и не разделяется на отдельные элементы (обычно это происходит в светосильных или широкоугольных системах, как фотографические объективы), то лучше всего исходить из готовой, взятой из архива, или патента, или литературного источника и улучшать его постепенно с помощью ЭВМ. Помочь в этом может: а) анализ таблицы влияния конструктивных элементов на aberrации; б) программа для выявления aberrаций высших порядков, формулы которой приведены в этой главе.

При составлении таблицы влияния параметров следует выделить присутствие aberrаций высших порядков. С этой целью необходимо:

Получить результаты расчета не менее двух лучей (например, крайнего и зоны $1/2 \sqrt{2}$) для определения высших порядков сферической, хроматической aberrаций и комы по отверстию их.

Получить результаты расчета астigmaticеских пучков для двух наклонов для определения высших порядков меридиональной и сагиттальной кривизны.

Требуется иметь результаты расчета не менее двух пучков лучей, содержащих не менее пяти лучей по отверстию каждый, для определения членов высших порядков сферической aberrации, комы и астigmatизма комбинированных степеней, в том числе aberrаций пятого порядка.

Используя уравнения (11.163) [2] можно вычислить подлежащие определению коэффициенты $b_1, b_2, \dots, b_6$. Зная зависимость этих коэффициентов от конструктивных элементов, можно принимать меры к устранению aberrаций высших порядков; однако указанные выше вычисления очень сложны, лучше использовать разработанную автором программу по выявлению поверхностей, вызывающих aberrации высших порядков. Согласно этой программе, ЭВМ выполняет для всех поверхностей системы вычисление выражения

$$\Delta_p = n_p' \alpha_p' [\delta g_p' - \delta g_{III_p}'],$$

где $\delta g_p'$ — реальная поперечная aberrация рассматриваемого луча после p -ой поверхности, а $\delta g_{III_p}'$ — соответствующая поперечная aberrация того же луча, рассчитанная по формулам для aberrаций третьего порядка. Множитель $n_p' \alpha_p'$ позволяет перебросить разность aberrаций в любое пространство, например в пространство изображений. Строго говоря, величину Δ нельзя приписать целиком влиянию p -ой поверхности, так как ее образование зависит также и от косвенного действия aberrаций третьего порядка других поверхностей; особенно это косвенное действие заметно при больших расстояниях между компонентами системы, если стоящие впереди компоненты обладают большими aberrациями третьего порядка (особенно сферической). Однако в большинстве встречающихся на практике случаев главная доля значения величины Δ принадлежит самой поверхности; это подтверждается достаточно

длительным опытом применения рассматриваемой программы. Вычисление величины Δ должно производиться для нескольких лучей, исходящих из двух или больше точек объекта, в зависимости от того, насколько быстро эти аберрации меняются.

Часто оказывается, что в появлении аберраций высших порядков виновны сразу несколько поверхностей, тогда предстоит уточнять роль каждой поверхности в образовании этих аберраций, для чего требуется внимательный анализ хода изменения величины Δ как функции от координат луча на зрачке, а также в затруднительных случаях как функции от наклона главного луча пучка.

После выяснения поверхностей, ответственных за появление аберраций высших порядков, нужно принимать меры к устранению последних. Наиболее простой мерой (обычно действенной в первой стадии работы) является изменение кривизны поверхности, наиболее сильно влияющей на аберрации в сторону, определяемую таблицей влияния параметров (чаще всего в ту сторону, которая влечет уменьшение углов падения и преломления). Однако эта мера помогает лишь до определенного предела, чаще всего не удовлетворяющего условиям задачи. Далее следует предпринимать более серьезные изменения, среди которых можно назвать:

Изменение соотношения оптических сил между компонентами системы с таким расчетом, чтобы ослабить компонент, содержащий опасную поверхность.

Перераспределение параметров α внутри этого же компонента.

Добавление линзы или пары линз в этом же компоненте, берущих на себя часть нагрузки или образующих приближенно афокальную комбинацию, принимающую на себя долю исправления аберраций (если речь идет о «тонком» компоненте, добавочная часть должна быть такова, что ее параметры P и W составляют заметную долю значений P и W всего компонента).

Если ни один из перечисленных приемов не приводит к цели, следует производить более серьезные изменения вплоть до добавления сложного компонента или полного изменения общей компоновки системы.

Большое значение имеет вопрос: в какой момент включить в работу автоматические программы ЭВМ? Как правило, на удачный результат применения ЭВМ можно рассчитывать только в том случае, когда исходная система близка к решению, т. е. когда ее аберрации настолько близки к требуемым, что существует уверенность в законности линейной интерполяции. Полностью оправдывается применение ЭВМ, когда от них требуется решать систему алгебраических уравнений, выражающих условие отсутствия тех или иных аберраций 3-го порядка, причем заранее дана конструкция системы (число линз и поверхностей, марка стекол и толщины линз), которая должна быть достаточно тонкой, и заранее известно, что аберрации высшего порядка достаточно малы. Примером является расчет двухлинзовых склеек-

ных и несклеенных (но с малым воздушным промежутком), тройных склеенных или тройных с малым воздушным промежутком, обладающих небольшим относительным отверстием (до 1 : 3—1 : 4) и малым углом поля зрения, при котором нет необходимости исправлять третью, четвертую и пятую суммы. Этот вопрос более подробно освещен в [2, гл. VII].

По мере того как улучшается качество изображения, даваемого системой, необходимо переходить к более тонким методам оценки этого качества, особенно в тех случаях, когда к последнему предъявляются высокие требования. В качестве такого способа оценки наиболее рациональным является определение его частотно-контрастной характеристики (ЧКХ).

2. ЧИСЛЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧКХ

Кратко описано ЧКХ. Выбор формы изображения

Напомним кратко определение ЧКХ и приведем некоторые дополнительные соображения. Согласно теории разложения функций в ряд Фурье любой объект может быть разбит на бесконечное число структур, представляющих собой решетки с синусообразным распределением светимостей. Поэтому, если известно распределение светимостей в изображении этих элементарных решеток, даваемом оптической системой, то можно путем сложения этих светимостей (в случае некогерентного объекта) получить полную картину изображения всего объекта.

Таким образом, основная задача оценки качества изображения, даваемого оптической системой, может быть сведена к задаче о вычислении распределения светимостей в изображении миры-решетки с синусоидальным распределением светимостей. Это изображение (при выполнении условия изопланатизма, т. е. когда все точки объекта изображаются одинаково) обладает также синусоидальным распределением светимостей, причем период распределения равен периоду в объекте, умноженному на линейное увеличение оптической системы; при этом контраст изображения меньше контраста объекта в K раз и изображение смещено по сравнению с гауссовым изображением объекта на некоторую величину p_1 , составляющую определенную долю периода p . Это смещение обычно выражается в угловой мере под названием фазы ϕ , причем $\phi = 2\pi \frac{p_1}{p}$. Частотно-контрастная характеристика определяется двумя числами k и ϕ , эти числа зависят от частоты миры, от длины волны и направления штрихов миры.

В [2, гл. X] изложена методика расчета ЧКХ как с учетом дифракции, так и без ее учета. В первом случае должна быть вычислена по формулам X.62, X.62* волновая aberrация, соответствующая каждому лучу. В этих формулах фигурируют радиусы кривизны R, R' волновых поверхностей в указанных средах, которые равны соответственно расстоянию от точки объекта

до центра входного зрачка и расстоянию от изображения точки до центра выходного зрачка. Однако, как указано в [2, с. 642—643], радиус кривизны в пространстве изображений следует брать равным бесконечности. Только в этом случае формулы [2, IX.59] становятся точными, так как волновая абберация N бесконечно мала по сравнению с R , и значения N , полученные путем интегрирования, и значения той же величины, полученные как разность оптических путей, совпадают. При бесконечно большом значении радиуса R' формула для вычисления оптического пути в пространстве изображений упрощается.

Расстояние $\bar{d}$, представляющее разность пути по лучу и оси от последней поверхности до сферы сравнения ($R \rightarrow \infty$), принимает вид

$$\bar{d} = s_0 \frac{\mu^2 + \nu^2}{\lambda(1 + \lambda)} - \mu \delta g' - \nu \delta G' - \frac{x_p}{\lambda}, \quad (\text{VIII.14})$$

где λ , μ , ν — направляющие косинусы луча; $\delta g'$ и $\delta G'$ — проекции поперечной абберации на меридиональную и экваториальные плоскости; x_p — абсцисса точки пересечения луча с последней поверхностью.

В формуле (X.62*), выражающей длину оптического пути в среде объектов:

$$\bar{d} = s_1 \frac{\mu^2 + \nu^2}{\lambda(1 + \lambda)} - \frac{x_1}{\lambda} + \frac{l_1^2}{p + \sqrt{p^2 + l_1^2}}$$

последний член следует отбросить, так как он не зависит от координат точки пересечения луча с входным зрачком. Поэтому величина $\bar{d}$ вычисляется по формуле

$$\bar{d} = s_1 \frac{\mu^2 + \nu^2}{\lambda(1 + \lambda)} - \frac{x_1}{\lambda}. \quad (\text{VIII.15})$$

Выполнение полихроматической ЧКХ

В [2] приведена формула Д. Ю. Гальперна, позволяющая вычислить полихроматическую ЧКХ (ПЧКХ) по результату расчета достаточно большого числа монохроматических ЧКХ.

Однако выполнение расчета большого числа величин монохроматических ЧКХ занимает много времени ЭВМ и желательно найти способ вычисления ПЧКХ, обеспечивающий достаточную точность при минимальном значении числа монохроматических ЧКХ, подлежащих расчету. Обычно при вычислении интегралов, входящих в формулу для K_n , пользуются методом трапеций. Этот метод дает достаточную точность лишь при условии, что вторые разности значений ординат $f(\lambda)$ близки к нулю. Вследствие быстроты изменения $K(\lambda)$ с изменением λ для выполнения этого условия приходится делить спектральную область на значительное (12—24) число промежутков. Однако понятие K_n условно,

оно зависит от трех факторов: функции длины волны, а именно от спектральной яркости излучения источника E_λ , коэффициента пропускания оптической системой $\bar{\tau}$ и коэффициента спектральной чувствительности $\bar{\tau}$ приемника; все три величины либо условны, либо меняются в довольно широких пределах от образца к образцу. С другой стороны, определение ЧКХ в лабораториях даже при самых тщательных измерениях не может быть получено с точностью больше 5%. Учитывая перечисленные обстоятельства, можно идти на упрощение вычислений, преследуя две цели: 1) использование тех длин волн, для которых известны значения показателей; 2) уменьшение числа расчетов монохроматических ЧКХ до минимума, обеспечивающего необходимую точность.

Формулы, по которым вычисляется K_π , приведены в [2, гл. X.79]. В этих формулах под $K(R)$ следует понимать полихроматическую ЧКХ, которую мы здесь обозначим через K_π , а под $K_\lambda(R)$ следует понимать монохроматическую ЧКХ, относящуюся к длине волны λ . Для упрощения вида формулы обозначим произведение величин $\bar{\tau}_\lambda \bar{\tau}_\lambda E_\lambda$ через τ_λ . Тогда формулу для K_π можно записать в виде

$$K_\pi = \frac{\sqrt{\left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_\lambda a_\lambda(R) \cos \varphi_\lambda d\lambda \right]^2 + \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_\lambda a_\lambda(R) \sin \varphi_\lambda d\lambda \right]^2}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_\lambda d\lambda},$$

где $a_\lambda(R)$ — ЧКХ для длины волны λ при частоте R ; φ_λ — фаза, соответствующая длине волны λ и частоте R ; λ_1 и λ_2 — границы спектральной области, в которой работает оптическая система.

Когда $\varphi = 0$, формула приобретает более простой вид

$$K_\pi = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_\lambda a_\lambda(R) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_\lambda d\lambda}.$$

Определение K_π , следовательно, сводится к вычислению трех интегралов в общем случае и двух в частном, но в наиболее важном, когда $\varphi = 0$ (точка на оси, или ЧКХ для штрихов, параллельных меридианной плоскости).

Рассмотрим вопрос о вычислении интегралов типа $\int_a^b f(x) dx$.

Относительно функции f известно только, что для p значений аргумента x функция принимает p известных значений $y_1, y_2, \dots$

..., y_p . Максимальная точность вычисления значения интеграла I может быть получена, когда $f(x)$ придают вид целого алгебраического полинома степени $p-1$, принимающего при значениях аргумента x , $x_1, x_2, \dots, x_p$ значения $y_1, y_2, \dots, y_p$.

Интеграл I может быть написан в виде:

$$I = C_1 y_1 + C_2 y_2 + \dots + C_p y_p,$$

где коэффициенты $C_1, C_2, \dots, C_p$ не зависят от вида функции $f(x)$, а зависят только от значений абсцисс $x_1, x_2, \dots, x_p$.

Простейший способ вычисления коэффициентов C заключается в том, чтобы для ряда функций ($f(x)$), а именно: $f(x) = 1$; $f(x) = x$; $f(x) = x^2, \dots, f(x) = x^p$ рассчитать значения I и составить p уравнений первой степени относительно коэффициентов $C_1, C_2, \dots, C_p$, решение которых и дает искомые значения коэффициентов. Удобно принять $x_1 = 0$, $x_p = 1$, для чего следует выполнить замену переменных

$$t = \frac{x - x_1}{x_p - x_1}.$$

В новых переменных имеем систему уравнений

$$C_1 + C_2 + \dots + C_p = 1;$$

$$t_2 C_2 + t_3 C_3 + \dots + C_p = \frac{1}{2};$$

$$t_3^2 C_2 + t_3^3 C_3 + \dots + C_p = \frac{1}{3};$$

$$\dots \dots \dots$$

$$t_2^{p-1} C_2 + t_3^{p-1} C_3 + \dots + C_p = \frac{1}{p}.$$

Решая эту систему относительно p неизвестных $C_1, \dots, C_p$, получаем искомые значения этих неизвестных.

Наиболее важной для практики спектральной областью является область $F-C$ (0,486—0,656 мкм) работы визуальных систем, фотографических, телевизионных и т. д. Расчет аберраций обычно производится для лучей F ($\lambda = 0,4861$); D ($\lambda = 0,5893$); C ($\lambda = 0,6563$). Целесообразно добавить расчет хода луча e ($\lambda = 0,5461$), для которого аберрации обычно хорошо исправлены, а коэффициент τ достаточно высок. Показатели для этой длины волны приведены в каталогах, и отпадает надобность в интерполяции.

Для четырех точек коэффициенты $C_1, \dots, C_4$ определяются по формулам:

$$C_1 = 1 - C_2 - C_3 - C_4;$$

$$C_2 = \frac{1}{12t_2^2(1-t_3)} \frac{2t_2-1}{t_2-t_3};$$

$$C_3 = \frac{1}{12t_2(1-t_2)} \frac{2t_2-1}{t_2-t_2};$$

$$C_4 = 0,5 - t_2 C_2 - t_3 C_3$$

при $t_1 = 0$; $t_4 = 1$.

Для выбранной нами спектральной области получаем:

$$t_1 = 0; t_2 = 0,352; t_3 = 0,606; t_4 = 1,$$

$$\{C_1 = 0,141; C_2 = 0,307; C_3 = 0,406; C_4 = 0,146.$$

Таким образом, входящие в выражение a_n интегралы могут быть вычислены по формуле

$$I = 0,141y_F + 0,307y_e + 0,406y_D + 0,146y_C, \quad (\text{VIII.16})$$

где y_k — величина подынтегральной функции при длине волны k .

Изложенный прием был применен для определения полихроматической ЧКХ ряда объективов при различных частотах. Сравнение результатов с полученными на основании более точных расчетов, выполненных для 12—24 длин волн, показало, что погрешность определения K_n по изложенному здесь способу не превышала 4—6%.

Вычисление ЧКХ при симметричном (около оси) распределении аберраций

В этом случае волновая аберрация зависит только от расстояния точки пересечения луча с поверхностью волны в пространстве предметов, т. е. $N = f(\rho)$. Величину N можно написать в виде ряда по четным степеням ρ^2 :

$$N = a_1\rho^2 + a_2\rho^4 + a_3\rho^6 + a_4\rho^8 + a_5\rho^{10} + \dots \quad (\text{VIII.17})$$

В большинстве случаев четырех—шести членов достаточно, чтобы изобразить величину N как функцию от ρ с необходимой точностью, т. е. не ниже $1/20$ длины волны. С целью определения коэффициентов $a_1, \dots, a_p$ рассчитывается на ЭВМ ход нескольких лучей для определенных значений ρ (например, $\rho_k \sqrt{1/q}, \rho_k \sqrt{2/q}, \dots, \rho_k$), где ρ_k — значение ρ на краю поверхности волны. Зная величины N для каждого из лучей, легко получить по заранее подготовленным формулам коэффициенты $a_1, \dots, a_p$. Например, при шести значениях N , что обеспечивает вполне достаточную точность при всех мыслимых случаях, получаем следующие значения коэффициентов:

$$a_1 = 36,0N_1 - 45,0N_2 + 40,0N_3 - 22,5N_4 + 7,2N_5 - N_6;$$

$$a_2 = -313,2N_1 + 526,5N_2 - 508,0N_3 + 297,0N_4 - 97,2N_5 + \\ + 13,7N_6;$$

$$a_3 = 1044,0N_1 - 2074,5N_2 + 2232,0N_3 - 1381,5N_4 + \\ + 468,0N_5 - 67,5N_6;$$

$$a_4 = -1674,0N_1 + 3699,0N_2 - 4356,0N_3 + \\ + 2889,0N_4 - 1026,0N_5 + 153,0N_6;$$

$$a_5 = 1296,0N_1 - 3078,0N_2 + 3888,0N_3 - 2754,0N_4 + \\ + 1036,8N_5 - 162,0N_6;$$

$$a_6 = -388,8N_1 + 972,0N_2 - 1296,0N_3 + 972,0N_4 - \\ - 388,8N_5 + 64,8N_6.$$

С помощью этих формул вычисляются значения N для произвольных точек поверхности волны, и на основании формул (X.61) [2] или аналогичных вычисляют модуль ЧКХ при любой заранее заданной частоте R для произвольного азимута.

Такая программа составлена применительно к ЭВМ БЭСМ-4 и БЭСМ-6 для двух направлений штрихов синусоидальной решетки (параллельных осям O_y и O_z). В этой программе значение частоты R может быть заранее задано, поэтому она удобна для вычисления полихроматической ЧКХ.

Напомним, что программа выдает значения ЧКХ, соответствующие числам $R_{\max} \frac{q}{Q}$ где $R_{\max} = \frac{2n' \sin \mu'_{\max}}{\lambda}$, а Q, q — целые числа; поэтому для получения значения ЧКХ, соответствующего определенной заранее зафиксированной частоте, следует применять интерполяционные формулы, полученные на ЭВМ. Поведение кривой ЧКХ как функций от R в области малых R , представляющей наибольший интерес, хорошо описывается двухчленной или в крайней формуле трехчленной формулой $K(R) = aR + bR^2 + cR^3$, поэтому вполне удовлетворительную точность дает интерполяционная формула Ньютона. Если R_q и R_{q+1} ближайшие к R значения, причем $R_q < R < R_{q+1}$, можно написать формулу Ньютона в виде

$$K(R) = K(q) + n \Delta_1 + \frac{n(n-1)}{2} \Delta_2 + \frac{n(n-1)(n-2)}{6} \Delta_3,$$

где $n = \frac{R - R_q}{R_{q+1} - R_q}$, Δ_1, Δ_2 и Δ_3 — разности 1-го, 2-го и 3-го порядков функции R [2, с. 639].

Эти разности могут быть вычислены по формулам:

$$\Delta_1 = R(q+1) - R(q);$$

$$\Delta_2 = R(q+2) - 2R(q+1) + R(q);$$

$$\Delta_3 = R(q+3) - 3R(q+2) + 3R(q+1) - R(q).$$

Интерполяционный метод для вихревых точек

Для вихревых точек можно также применить интерполяционный метод, вычислив волновую aberrацию для 15—30 лучей, получив коэффициенты интерполяционной формулы вида:

$$\begin{aligned} N(m, M) = & a_0 + a_1 m + a_2 m^2 + a_3 m^3 + a_4 m^4 + \\ & + (m^2 + M^2)(a_5 + a_6 m + a_7 m^2 + a_8 m^3) + \\ & + (m^2 + M^2)(a_9 + a_{10} m + a_{11} m^2) + \\ & + (m^2 + M^2)^3(a_{12} + a_{13} m) + (m^2 + M^2)^4(a_{14}), \quad (\text{VIII.18}) \end{aligned}$$

которая получается из разложения волновой aberrации N по степеням m и M при заданном значении ординаты y точки объекта в предположении, что $z = 0$. Если число лучей соответствует числу неизвестных $a_0, \dots, a_p$, то решая систему уравнений (VII.18), можно получить искомую интерполяционную формулу и с ее помощью вычислить ЧКХ для любого значения R при любом направлении штрихов.

Изложенная методика обладает двумя существенными недостатками: 1) при малом количестве лучей нельзя точно определить контур действующей части поверхности волны; 2) выбор лучей зависит от конфигурации действующей части поверхности волны, которая становится известной лишь после расчета хода лучей, и поэтому необходимо иметь набор интерполяционных формул применительно к различным возможным конфигурациям.

С другой стороны, этот метод требует наименьшего числа лучей при довольно значительной точности результатов; частоту R и направление штрихов можно задавать произвольно, что существенно при расчете полихроматической ЧКХ.

Вычисление ЧКХ в телескопических системах

Изложенный [1] прием вычисления ЧКХ не распространяется на телескопические системы, для которых апертурный угол как в пространстве предметов, так и в пространстве изображений, равен нулю. Вместо понятия предельной частоты $R_{\max}$ необходимо ввести понятие предельной угловой частоты $R_{\max}$, понимая под $R_{\max}$ величину $\frac{1}{\alpha_{\min}}$, где $\alpha_{\min}$ — минимальное угловое расстояние штрихов синусоидальной решетки, пропускаемое системой.

Пусть $R_{\max} = \frac{2n' \sin u'}{\lambda}$ — предельная частота объектива телескопической трубы; $P_{\min} = \frac{1}{R_{\max}} = \frac{\lambda}{2n' \sin u'}$ — минимальный период, пропускаемый системой. Угловое расстояние $\alpha_{\min}$ между соседними штрихами решетки равно $\alpha_{\min} = \frac{P_{\min}}{f}$, где f — переднее фокусное расстояние объектива.

$$\text{Отсюда } \alpha_{\min} = \frac{\lambda}{2n'f \sin u'}$$

Но $\frac{fn' \sin u'}{n} = \frac{D}{2}$, где D — диаметр входного зрачка телескопической системы, n — показатель среды объектов (почти всегда равный единице). Следовательно, $\alpha_{\min} = \frac{\lambda}{nD}$.

Здесь α_m выражена в радианах, если λ и D выражены в одинаковых единицах; в секундах дуги $\alpha_{\min} = \frac{206000\lambda}{nD}$. При $\lambda = 0,560$ нм имеем $\alpha_{\min} = \frac{115}{nD}$, где D выражено в миллиметрах.

В системах типа микроскопа максимальная пропускная оптическая системой частота в пространстве предметов определяется по формуле

$$R_{\max} = \frac{2n_1 \sin u_1}{\lambda}.$$

Такие системы обычно рассчитываются в обратном ходе, и в этом случае применима обычная методика.

3. ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОЛНОВОЙ АБЕРРАЦИИ В ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Рассмотрим отдельно случай строго телескопических систем, т. е. афокальных, работающих при бесконечно удаленной плоскости предметов, и систем, близких к телескопическим, у которых плоскости предметов и изображений находятся на конечном расстоянии от системы.

ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПРИ БЕСКОНЕЧНО УДАЛЕННОЙ ПЛОСКОСТИ ПРЕДМЕТОВ

Точка — предмет на оси. Удобно расположить начальную и конечную волновые поверхности отсчета так, чтобы они касались вершин первой и последней (p -й) поверхности системы (рис. VIII.5). Сумма оптических путей (M_1M_p) от точки M_1 до точки M_p пересечений луча с первой и последней поверхностями волны равна

$$(M_1M_p) = n_1 \overline{N_1M_1} + \sum n'_k l_k + n'_p M_p N_p = (M_1M_p) = n_1 x_1 + \\ + \sum n'_k l_k - n'_p \frac{x_p}{\lambda_p}. \quad (\text{VIII.19})$$

Для расчета на ЭВМ удобно добавить к системе две плоские непреломляющие плоскости N_1P_1 и N_pP_p (одну до первой поверхности, вторую после p -й), касающиеся первой и последней поверхностей у вершин O_1 и O_p , и произвести расчет волновой aberrации видоизмененной системы указанным образом, рассчитывая длину оптического пути от нулевой до $(p+1)$ -й поверхностей. Такой прием позволяет избавиться от добавления крайних членов уравнения (VIII.19).

Точка вне оси ($u_1 = w_1$; $\cos u_1 = \lambda_1$; $v_1 = 0$). Проводим плоские волновые поверхности сравнения $N_1 O_1 P_1$ и $N_p O_p P_p$ через вершины O_1 и O_p первой и последней поверхностей системы рис. VIII.6. Вычислим оптические пути ($N_1 M_1$) и ($N_p M_p$). Уравнение луча, проходящего через точки N_1 и M_1 , можно написать в виде

$$X = x + \lambda t; Y = y + \mu t; Z = z + \nu t, \quad (\text{VIII.20})$$

где x, y, z — координаты точки M_1 на преломляющей (отражающей) поверхности $M_1 O_1 M'_1$; λ, μ, ν — направляющие коэффици-

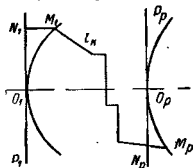


Рис. VIII.5

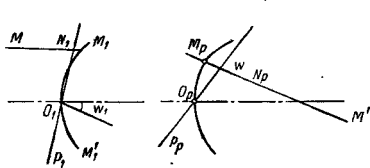


Рис. VIII.6

циенты луча; t — расстояние $M_1 N_1$, отсчитываемое по лучу. Уравнение плоскости волны можно написать

$$Y = X \operatorname{ctg} w_1, \quad (\text{VIII.21})$$

если за начало координат принята точка O_1 . Сопоставляя уравнения луча и плоскости, получаем для величин t выражение

$$t_1 = -\frac{x_1 \cos w_1 - y_1 \sin w_1}{\lambda_1 \cos w_1 - \mu_1 \sin w_1}, \quad (\text{VIII.22})$$

аналогичное выражение для отрезка $\overline{M_p N_p}$

$$t_p = -\frac{x_p \cos w'_p - y_p \sin w'_p}{\lambda'_p \cos w'_p - \mu'_p \sin w'_p}. \quad (\text{VIII.23})$$

В среде объектов aberrаций нет и $\lambda_1 = \cos w$; $\mu_1 = -\sin w_1$, откуда

$$t_1 = -x_1 \cos w_1 + y_1 \sin w_1. \quad (\text{VIII.22}^*)$$

В среде изображений знаменатель весьма близок к единице, и если (VIII.22*) угловые aberrации не превышают нескольких минут дуг, можно использовать для t_p аналогичное выражение

$$t_p = -x_p \cos w'_p + y_p \sin w'_p. \quad (\text{VIII.23}^*)$$

Оптический путь ($N_1 N_p$) принимает вид

$$(N_1 N_p) = \sum n_k l_k + n_1 (x_1 \cos w_1 - y_1 \sin w_1) - n_p \frac{x_p \cos w'_p - y_p \sin w'_p}{\lambda'_p \cos w'_p - \mu'_p \sin w'_p}, \quad (\text{VIII.24})$$

причем

$$l_k = \frac{x_{k+1} - x_k}{\lambda_{k+1}} + d_k \frac{\mu_{k+1}^2 + \nu_{k+1}^2}{\lambda_{k+1}(1 + \lambda_{k+1})};$$

$$n_k' l_k' = \frac{n_k'}{\lambda_{k+1}} \left(x_{k+1} - x_k + d_k \frac{\mu_{k+1}^2 + \nu_{k+1}^2}{1 + \lambda_{k+1}} \right). \quad (\text{VIII.25})$$

Акустические системы при конечном расстоянии предмета и изображении

Поскольку плоскости предметов и изображений находятся на конечном расстоянии, можно применить формулы (X.62) и (X.62*) [2, стр. 637, 638] при $p \rightarrow \infty$, а именно:

$$\overline{M_p N_p} = s_0' \frac{\mu_{p+1}^2 + \nu_{p+1}^2}{\lambda_{p+1}(1 + \lambda_{p+1})} - \frac{x_p}{\lambda_{p+1}} - M_p, \quad (\text{VIII.26})$$

где $M_p = \mu_{p+1} \delta g'_{p+1} + \nu_{p+1} \delta G'_{p+1}$ и $\delta G'_{p+1}$ (рис. VIII.7) — проекции на меридиональную и экваториальную плоскости поперечной аберрации $B'_0 B'$ луча, проходящего через точку $M(x, y, z)$ последней поверхности системы. Аберрации $\delta g'$ и $\delta G'$ отсчитываются от некоторой точки B'_0 . Это может быть точка пересечения главного луча с плоскостью установки или точка B'_0 , отстоящая от оси на расстоянии $l'_0 = \beta l_0$, где β — линейное увеличение системы при рассматриваемом расположении плоскости предметов и изображений, или другая точка по выбору конструктора.

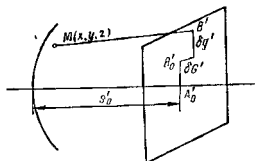


Рис. VIII.7

Плоскость предметов находится на расстоянии s_1 от первой поверхности системы, плоскость изображений отстоит от последней поверхности ее на расстоянии s'_0 .

Так как $M_1 = 0$, отрезок $\overline{M_1 N_1}$ в пространстве предметов определяется по формуле

$$\overline{M_1 N_1} = s_1 \frac{\mu_1^2 + \nu_1^2}{\lambda_1(1 + \lambda_1)} - \frac{x_1}{\lambda_1}. \quad (\text{VIII.27})$$

Определение частот

После определения волновой аберрации N в центре элементарных квадратиков, на которые разделен входной зрачок, величина ЧКХ вычисляется ЭВМ по приемам [2, с. 640—642].

Первая угловая частота, для которой вычислено значение ЧКХ, соответствует величине $R = \frac{1}{\alpha_{\min}} = \frac{nD}{206000\lambda} \frac{1}{q}$, где q — число клеток на диаметре входного зрачка.

Величину R следует понимать как число штрихов, приходящихся на $1''$ дуги. Например, если $D = 57$ мм и $\lambda = 0,00056$ мм, $\alpha = 2''$, то при $q = 36$ первая частота соответствует $2 \cdot 36 = 72''$, т. е. угловое расстояние между двумя соседними штрихами равно $72''$ или на секунду дуги помещается $1/72$ штрихов; на градус — 50 штрихов.

Если плоскость предметов или изображений (или обе вместе) находятся на конечном расстоянии, то понятие частоты требует уточнения, так как при конечном расстоянии плоскости изображений имеет смысл только частота, выраженная в штрихах на миллиметрах; предельная частота определяется формулой

$$R'_{\text{пр}} = \frac{2n' \sin u'}{\lambda},$$

где $n' \sin u'$ — численная апертура выходящего из системы пучка.

Но $\sin u' = \frac{\rho}{s'_0}$, где ρ — радиус выходного зрачка. Если γ —

увеличение телескопической системы, то $\rho = \frac{Dn}{2\gamma n'}$, где D — диаметр входного зрачка. Формула для $R'_{\text{пр}}$ принимает вид

$$R'_{\text{пр}} = \frac{nD}{\gamma s'_0 \lambda}.$$

Для превращения частоты, выраженной в мм^{-1} , в частоту, выраженную в рад^{-1} (обратных радианах), миллиметрах, надо умножить $R'_{\text{пр}}$ на s'_0 , что дает

$$R'_{\text{пр}} = s'_0 R'_{\text{пр}} = \frac{nD}{\lambda \gamma}.$$

Если отнести полученную частоту $R'_{\text{пр}}$ к пространству предметов, получим

$$R_{\text{пр}} = \gamma R'_{\text{пр}} = \frac{nD}{\lambda}.$$

Вычисление геометрической ЧХЗ для телескопических систем

В [2, гл. X] приведены формулы (X.51) и (X.51*), которые для избежания недоразумения переписаны здесь с несколькими изменениями обозначениями

$$K(R_{\perp}, 0) = \frac{1}{S} \iint_S \cos 2\pi (R_{\perp} \delta g') dS + \frac{i}{S} \iint_S \sin 2\pi (R_{\perp} \delta g') dS;$$

$$K(0, R_{\parallel}) = \frac{1}{S} \iint_S \cos 2\pi (R_{\parallel} \delta G') dS + \frac{i}{S} \iint_S \sin 2\pi (R_{\parallel} \delta G') dS,$$

где K — контраст изображения синусоидальной миры в пространстве изображений; $R_{\perp}$ и $R_{\parallel}$ — частоты, соответствующие горизонтальным и вертикальным штрихам, отнесенные к пространству изображений; S — площадь входного (или выходного) зрачка; $\delta g'$ и $\delta G'$ — проекции поперечной аберрации системы.

Когда оптическая система телескопическая, величины $\delta g'$ и $\delta \theta'$ из линейных становятся угловыми и оказываются соответственно равными разностям направляющих косинусов $\mu' - \mu_0$, ν' , где μ_0 — направляющий косинус главного луча (или любого луча по выбору конструктора), а частоты $R_{\perp}$ и $R_{\parallel}$ превращаются в обратно-угловые. Если первые μ' и ν' выражены в радианах, то и вторые $R_{\perp}$ и $R_{\parallel}$ выражены в рад^{-1} ; предельной частоты R для геометрической ЧКХ формально нет, но нет смысла брать для R слишком большие значения (они приводят практически к нулевым значениям K), а следует остановиться на значениях, близких к $1/2z'$, где z' — радиус наименьшего кружка рассеяния, соответствующего рассматриваемой бесконечно удаленной точки объекта (z' должно быть выражено в миллиметрах).

Приближенная оценка ЧКХ по величине геометрического пятна рассеяния

Поскольку оценка качества изображения, даваемого оптической системой, в настоящее время производится на основании значения контраста, соответствующего некоторой определенной частоте, а с другой стороны, расчеты промежуточных систем производятся обычно лишь до вычисления поперечных aberrаций, необходимо уметь хотя бы приближенно определить величину контраста на основании имеющейся сводки поперечных aberrаций. Связь между aberrациями и ЧКХ весьма сложна, но иногда речь идет лишь об установлении нижней границы значения контраста, можно использовать одну из свойств этой величины, проверенное на огромном числе случаев из практики расчетов оптических систем: при одинаковой величине кружка рассеяния — наилучшая разрешающая способность или наименьшее значение контраста — соответствует тому случаю, когда распределение световой энергии (без учета дифракции) равномерно, т. е. при наличии дефокусировки или астигматизма. Хотя из этого правила бывают исключения (например, когда энергия собирается по кольцу на краю кружка), они встречаются так редко, что можно не принимать их во внимание. Это правило хорошо действует при малых частотах, которые представляют наибольший интерес.

Таким образом, если известна величина K контраста для равномерного кружка того же диаметра при том же апертурном числе $A = n' \sin u'$ в пространстве изображений, можно с уверенностью утверждать, что величина K_1 контраста при ином распределении будет выше ($K_1 > K$). При этом частота R должна быть в несколько раз меньше максимально пропускаемой рассматриваемой системой, т. е. частоты $R_m = \frac{2n' \sin u'}{\lambda}$.

Таблицы значений K для кружков рассеяния, образуемых идеальными системами и соответствующих продольной дефокусировке Δ при численной апертуре $A' = n' \sin u'$, были состав-

лены Л. Левн и Р. Ауйстиным [3] с шестью десятичными знаками. Излишняя точность делает их громоздкими и неудобными для пользования. На основании этих таблиц был составлен график (рис. VIII.8), на котором по оси абсцисс нанесены величины v , представляющие собой отношение частоты R к максимальной, еще пропускаемой системе $R_{\max} = \frac{2A'}{\lambda}$, где $A' = n' \sin u'_m$, а u'_m — апертурный угол в пространстве изображений. Таким образом, $v =$

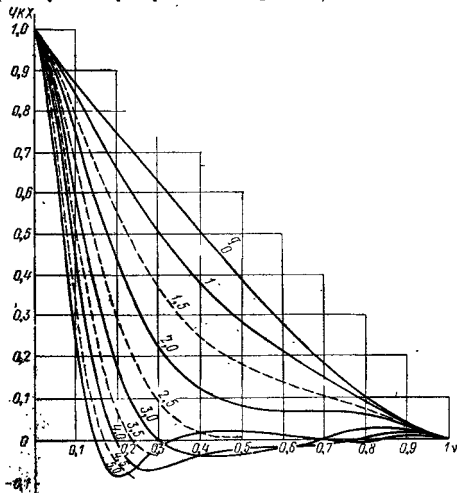


Рис. VIII.8

$= \frac{R}{R_{\max}} = \frac{2R}{2A'}$. По оси ординат отложены величины контраста K . Кривые соответствуют значениям q , связанным с продольной дефокусировкой Δ формулой

$$q = \frac{2\Delta (n' \sin u'_m)^2}{\lambda} = \frac{2 \left(\frac{z'}{n' \sin u'_m} \right) (\pi' \sin u'_m)^2}{\lambda} = \frac{2z' A'}{\lambda},$$

где $2z'$ — диаметр кружка рассеяния. Величина q представляет собой отношение волновой aberrации N_k на краю кружка к релевской допустимой aberrации $\frac{\lambda}{4}$. Кривые нанесены для значений q , равных 0; 0,5; 1; ...; 5.

Рассмотрим пример, когда абберационный кружок, образуемый объективом зрительной трубы с относительным отверстием 1 : 5 (апертурное число 0,1) имеет диаметр 0,01 мм для длины волны 0,0005 мм. Определить K при частоте $R = 100$ линий на мм

$$R_{\max} = \frac{2 \cdot 0,1}{0,0005} = 400; \quad v = \frac{100}{400} = 0,25; \quad q = \frac{2 \cdot 0,005 \cdot 0,1}{0,0005}.$$

Из графика при $v = 0,25$ и $q = 2$ получаем $K = 0,32$. Каково бы ни было распределение внутри кружка, контраст изображения синусоидальной миры будет не меньше 0,32. При диаметре 0,005 мм контраст достигает 0,58. Аналогичную прикидку можно выполнить и для наклонных пучков, считая фигуру рассеяния эллиптической и понимая под z' полуось эллиптического контура пятна; K будет иметь разные значения для вертикального и горизонтального направлений штрихов решетки.

4. ВЫБОР ЖАРОМ СТЕКЛА ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ ВТОРИЧНОГО СЕНТРА

В гл. I изложена методика расчета двухлинзовых и трехлинзовых объективов с уменьшенным вторичным спектром. Однако для применения этой методики на практике необходимо располагать подробной и точной сводкой дисперсионных характеристик p_d и v всех стекол ГОСТ 13659—68. График 11.42 в работе [2] содержит лишь схему зависимости величины p_D от v для усредненных стекол каталога Шотта. Аналогичные графики были составлены для оптических стекол, выпускаемых нашей отечественной промышленностью. Но густота расположения точек на таком графике очень затрудняет их использование, если чертеж не выполнен в крупном масштабе, а с последним также трудно работать из-за больших размеров; такой график не может быть помещен в книгу по этой же причине. Автором было предложено видоизменение графика $p(v)$, устраняющее этот недостаток. Вместо величины $p(v)$ откладывается разность $\Delta p(v)$ между точным значением $p(v)$ и значением $p_0(v)$, полученным из уравнения прямой $p_e(v) = Av + B$, изображающим усредненную для всех обычных сортов стекла зависимость p от v .

Для области спектра C, D, F

$$10^3 \Delta p = 10^3 p + 0,5v - 734,$$

$$\text{где } p = \frac{n_F - n_D}{n_F - n_C}.$$

Для области спектра e, F, G'

$$10^3 \Delta p = 10^3 p + 0,476v - 581,4,$$

$$\text{где } p = \frac{n_{G'} - n_F}{n_{G'} - n_e}.$$

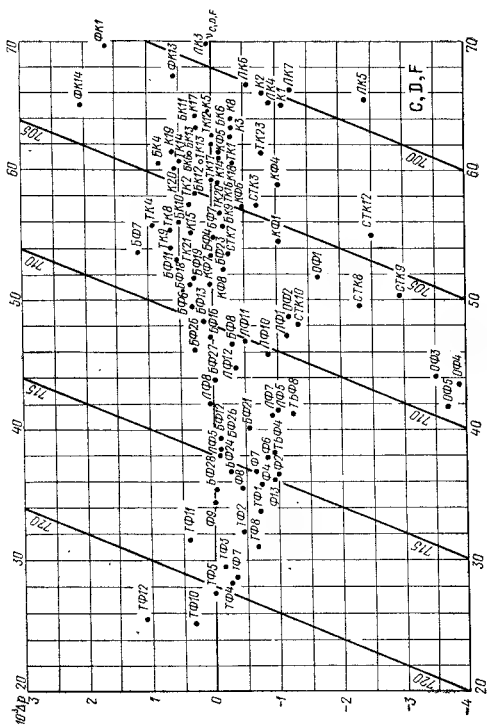


Рис. VIII.9

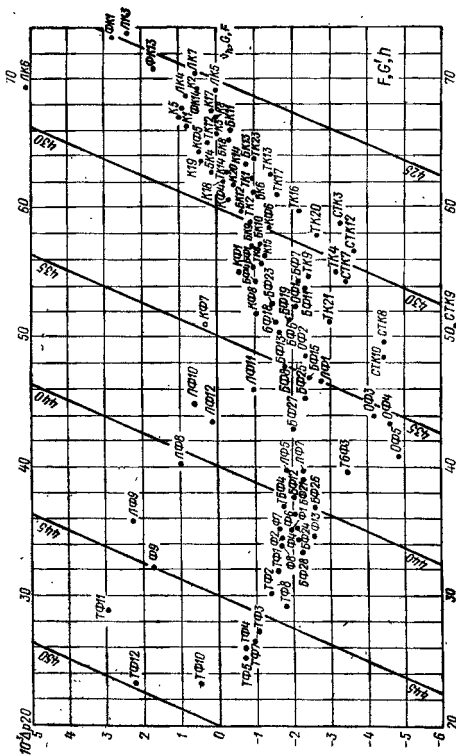


Рис. VIII.11

Для области спектра F, G', h

$$10^3 \Delta p = 10^3 p + 0,463v - 460,$$

$$\text{где } p = \frac{n_h - n_{g'}}{n_h - n_F}.$$

Поскольку разность Δp (v) меняется в значительно меньших пределах, чем p (v), можно получить одну и ту же точность определения величины p при значительно меньших размерах графика. На рис. VIII.9, VIII.10, VIII.11 приведены графики величины Δp и v для оптических стекол ГОСТ 13659—68 для трех областей спектра, а именно: область $C, D, F; e, F, G'$ и F, G', h . Для вычисления значения вторичного спектра, соответствующего той или иной области, нет надобности переходить от Δp к p ; это значение вторичного спектра может быть получено непосредственно из значений Δp по формулам, а именно

$$-\frac{10^3 f'}{s'^2} \delta s' = \frac{10^3 \Delta p_2 - 10^3 \Delta p_1}{v_2 - v_1} - q;$$

для области CDE $q = -0,5$, для области eFG' $q = -0,476$, для $FG'h$ $q = -0,463$.

На графике нанесены непосредственно величины $10^3 \Delta p$. Наклонные кривые соответствуют круглым значениям p и облегчают вычисления. Условие апохроматизма для двухлинзовых объективов удовлетворяется для пар точек, расположенных таким образом, что соединяющая их прямая параллельна направлению прямых p -постоянной.

В качестве примеров пары стекол, с помощью которых возможно полностью в узкой спектральной области, например, CDF) исправить остаточную хроматическую аберрацию, можно предложить ОФ₃ и БФ7. Для этих стекол разность v составляет 10, оптическая сила кронового стекла 5, и можно ожидать, что двухлинзовый объектив, изготовленный из этой пары, будет иметь относительное отверстие около 1 : 20—1 : 25 при фокусных расстояниях 100—250 мм.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СТЕКОЛ

Интервальные формулы для показателей преломления оптических стекол в трех, четырех и шести параметрах

По ходу расчета оптических систем довольно часто требуется знать значения показателей преломления для длин волн, отличных от приведенных в каталогах оптических стекол. В частности для вычисления полихроматической частотно-контрастной характеристики приходится вести расчет ЧКХ для большого числа волн. Интерполяция значений показателей преломления для длин волн, отличных от приведенных в каталоге, представляет собой

трудоемкую работу, особенно если требуется высокая точность. С другой стороны, приведенные в каталоге оптических стекол значения показателей преломления хотя и получены в результате тщательных измерений этих величин, не лишены небольших случайных погрешностей, которые могут быть обнаружены и исправлены лишь путем обработки всей системы данных. Эта обработка должна опираться на использование надлежащей интерполяционной формулы, охватывающей широкую спектральную область и обеспечивающей высокую точность. Задача интерполирования значений показателей преломления прозрачных сред привлекала внимание многих исследователей как теоретиков, так и практиков. Коши в начале XIX столетия предложил формулу

$$n = A + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots$$

Зелльмейер на основании соображений, связанных со строением атома, вывел формулу вида

$$n^2 = 1 + \sum_i \frac{c_i}{\lambda^2 - \lambda_i^2},$$

где λ_i — длины волн, соответствующие полосам поглощения среды. Корню предложил эмпирическую формулу $n = n_0 + \frac{c}{\lambda - \lambda_0}$, представляющую ход дисперсии для большинства оптических стекол в области от $\lambda = 450$ нм до $\lambda = 650$ нм с точностью до одной-двух единиц пятого знака, что вполне устраивало конструкторов оптических систем начала нашего столетия.

В настоящее время область спектра, в которой работают оптические системы, расширилась и представляется желательным знать с точностью, доступной измерениям (и даже несколько больше), значения показателей во всей области, для которой оптическое стекло еще прозрачно, т. е. примерно от 360 нм до 2,5 мкм.

Было сделано много попыток усовершенствовать формулу Корню; среди них наиболее неудачная принадлежит Гартману, введенному в знаменатель формулы Корню подлежащий определению показатель степени α . Точность определения показателя преломления, по сравнению с формулой Корню увеличивается мало, а громоздкость вычислений неимоверно растет. Многие попытки усовершенствования формулы Гартмана не привели к удовлетворительным результатам.

Герцбергер [1] много лет занимался рассмотренным здесь вопросом и пришел к выводу, что показатель преломления оптического стекла может быть полностью определен, если известны четыре постоянные (вместо трех в формуле Корню). В качестве интерполяционной формулы он предложил полумпирическую, полутеоретическую функцию

$$n = \mu_0 + \mu_1 \lambda^2 + \frac{\mu_2}{\lambda^2 - 0,035} + \frac{\mu_3}{(\lambda^2 - 0,035)^2},$$

которая для любого сорта оптического стекла обеспечивает две—четыре единицы пятого знака в области $h - A'$ (т. е. 0,404—0,763 мкм); для обычных сортов точность в два раза больше. Точность, достигаемая с помощью формулы Герцбергера, явно недостаточна в настоящее время.

Для увеличения точности, а также и интервала спектральной области число параметров должно быть увеличено. Фирмой Шотт была предложена формула с шестью коэффициентами

$$n^2 = a_0 + a_1\lambda^2 + a_2\lambda^{-2} + a_3\lambda^{-4} + a_4\lambda^{-6} + a_5\lambda^{-8} \dots, \quad (\text{VIII.28})$$

которая может быть рассмотрена (весьма приближенно) как разложение в ряд формулы Зелльмейера при двух линиях поглощения (одна—лежащая в инфракрасной области, другая—в ближнем ультрафиолете). По сообщению фирмы, погрешность формулы (VIII.28), коэффициенты которой рассчитаны с помощью метода наименьших квадратов, не превышает двух-трех единиц шестого знака в области $C - F$, четыре-пять единиц этого же знака за пределы указанной области, причем формула действительна от $\lambda \approx 0,365$ мкм до 1,040 мкм.

Формула (VIII.28) была применена автором для уточнения данных каталога отечественных стекол 13569—68. За основу для расчета коэффициентов $a_0, \dots, a_5$ формулы (VIII.28) были приняты приведенные в стандарте значения $n_{\text{ст}}$ показателей преломления для основных длин волн:

λ , мкм	0,36501	0,40466	0,43405	0,48613	0,54607
p	1	4	16	25	25
λ , мкм	0,58930	0,65628	0,76649	0,863	1,0
p	25	25	16	4	1

Каждому значению показателя преломления придавался вес, т. е. некоторый коэффициент p , обратно пропорциональный квадрату погрешности измерений для соответствующей спектральной линии.

Была составлена нормальная система уравнений, решение которой приводит к системе формул:

$$a_u = A_u n_0^2 + B_u n_D^2 + C_u n_{D'}^2 + D_u n_{D''}^2 + E_u n_{D'''}^2 + F_u n_{D''''}^2 + G_u n_{D'''''}^2 + H_u n_{D''''''}^2 + I_u n_{0,363}^2 + J_u n_{1,0}^2, \quad (\text{VIII.29})$$

где u принимает значения 0, 1, ..., 5.

Коэффициенты $A_u, B_u, C_u, \dots, J_u$, зависящие только от выбранных длин волн λ и весов p , были вычислены на ЭВМ и получились равными значениям, приведенным в табл. VIII.4.

Таблица VIII.4
Зависимость коэффициентов А, В, С, D, E, F, G, H, I, J от выбранных λ и весов

Коэффициенты	λ	u					
		0	1	2	3	4	5
A	0,36501	2,856594	-1,319741	-2,225874	0,800875	-0,133152	0,0082566
B	0,40466	-12,189897	5,971626	8,957639	-2,963733	0,442385	-0,0288582
C	0,43405	1,156909	-1,186455	0,249704	-0,499638	0,141788	-0,0110339
D	0,48613	32,48050	-15,452965	-24,354896	8,092017	-1,189965	0,0629505
E	0,54607	-12,001510	7,214868	6,517404	-1,331549	0,111636	-0,0022223
F	0,58930	-27,727168	13,937673	19,213990	-5,786112	0,779554	-0,0384583
G	0,65628	-7,747362	1,604753	8,362049	-3,247140	0,517045	-0,0287213
H	0,76629	32,023916	-17,181834	-20,263177	5,729214	-0,742238	0,0357730
I	0,863	2,778296	-0,285886	-2,673530	0,947030	-0,141923	0,0075745
J	1,0	-10,615938	6,697965	6,216698	-1,690966	0,214871	-0,0102607

В первой графе табл. VIII.4 приведены коэффициенты $A_0, B_0, \dots, J_0$, во второй — коэффициенты $A_1, B_1, \dots, J_1$, в пятой $A_5, B_5, \dots, J_5$. С помощью этих коэффициентов были рассчитаны для 100 марок стекла ГОСТ 13659—68 (выпали марки ФК13, ФК14, ТФ12, для которых не хватает данных измерений) коэффициенты $a_0, a_1, \dots, a_5$ и на основании последних выполнена проверка правильности показателей преломления для десяти основных длин волн. Проверка показала наличие некоторой систематической погрешности, вызванной большими значениями величин a_n . Она может быть почти полностью ликвидирована введением поправок к значениям коэффициентов a_0, a_2 и a_4 , а именно:

$$\Delta a_0 = -9,6 \cdot 10^{-6}; \Delta a_2 = 7,3 \cdot 10^{-6}; \\ \Delta a_4 = -0,20 \cdot 10^{-6}; \Delta a_1 = \Delta a_3 = \Delta a_5 = 0.$$

Если ввести перечисленные поправки к значениям коэффициентов a , полученных с помощью формулы (VIII.29), то величины показателей преломления во всей спектральной области 0,365 — 1 мкм, полученные по этой интерполяционной формуле, отличаются от измеренных не более, чем на погрешности последних, т. е. две-три единицы шестого знака в середине спектра и пять—восемь на концах.

Точность интерполяционной формулы (VIII.29) настолько высока, что даже при экстраполяции ее до значений длины волны 1,5 мкм погрешность не превышает нескольких единиц пятого знака, что соответствует точности измерений в этой области.

На основании формулы (VIII.29) составлена программа, позволяющая по десяти значениям показателей преломления, соответствующим ранее перечисленным длинам волн (0,36501; 0,40466; 0,43405; 0,48613; 0,54607; 0,58930; 0,65628; 0,76649; 0,863 и 1,0) определить коэффициенты $a_0, a_1, \dots, a_5$ и по ним значения $n(\lambda)$ для любого значения λ в промежутке 0,365—1,5 мкм. Кроме того, для 100 стекол ГОСТ 13659—68 машина может сразу выдать значения показателя преломления для любого λ в указанной спектральной области, поскольку коэффициенты $a_0, \dots, a_5$ формулы (VIII.29) для этих сортов стекла содержатся в памяти ЭВМ.

Определение показателей преломления плавок оптических стекол

Хотя основной расчет оптической системы, а также ее качественных показателей (абберации, ЧКХ, полихроматической ЧКХ и т. д.) всегда производится на основании данных каталогов (или гос. стандартов) оптического стекла, окончательная подгонка конструктивных элементов выполняется по данным плавок, из которых будет изготавливаться система. Однако, как правило, стекольные заводы обычно сообщают значения показателей только для трех-четырех длин волн соответствующим линиям C, D, F и иногда G' . Можно попытаться на основании этих данных определить значения показателя и для остальных ранее рассмотренных

длины волн: 0,36301 (*i*); 0,40466 (*h*); 0,54607 (*e*); 0,76649 (*A'*); 0,863 и 1,0. С этой целью можно использовать известные эмпирические соотношения, связывающие частные относительные дисперсии в различных областях спектра. Автором [2] на основании исследования хода дисперсии изготавливаемых в 30-х годах отечественных стекол было показано, что показатель преломления оптического стекла определяется тремя параметрами (например, тремя значениями показателя преломления). Однако это положение оправдывается лишь с пятизначной точностью при не слишком широком диапазоне (например, от $\lambda = 0,450$ до $\lambda = 0,700$), для некоторых марок стекол указанная закономерность нарушается.

Проверим, как осуществляется правило трех параметров, когда речь идет о двух весьма близких стеклах одного и того же сорта. С этой целью нужно проверить работу, сделанную ранее [2] в более широкой области спектра (0,365—1 мкм) для стекол каталога 1968 г. применительно к спектральным линиям, принятым для экстраполяции. В настоящей работе можно применить более точные данные о показателях, полученные на основании десяти значений показателей по способу наименьших квадратов. Были построены графики зависимостей от $p_D = \frac{n_F - n_D}{n_F - n_C}$ следующих частных дисперсий p_{KL} :

$$\frac{n_i - n_{G'}}{n_F - n_C}; \quad \frac{n_h - n_{G'}}{n_F - n_C}; \quad \frac{n_e - n_D}{n_F - n_C}; \quad \frac{n_{A'} - n_C}{n_F - n_C}; \quad \frac{n_{0,863} - n_C}{n_F - n_C}; \quad \frac{n_{1,0} - n_C}{n_F - n_C}.$$

Из-за больших размеров этих графиков они здесь не приводятся. Точки, соответствующие каждому стеклу, ложатся на плавную кривую (практически прямую), что соответствует 100% корреляции между величинами p_{KL} и величиной p_D и вместе с тем подтверждает правило трех параметров. На основании этих графиков определены производные от $p_{KL} = \frac{p_K - p_L}{n_F - n_C}$ по p_{DF} , которые

в дальнейшем понадобятся. По известному p_D для каждой марки можно определить любые p_{KL} . Для стекол одной марки (К, ЛК, БК, Ф, ТФ, ОФ) правило соблюдается весьма точно во всей спектральной области 0,365—1 мкм. Отсюда вытекает следующий прием вычисления показателей для всех десяти приведенных спектральных линий.

Пусть *L* — линия, для которой следует определить показатель, а *K* — ближайшая к ней линия, для которой измерен показатель плавки. Для плавки и соответствующего каталожного стекла напомним тождество

$$n_L = n_K + \frac{n_L - n_K}{n_F - n_C} (n_F - n_C) = n_K + p_{LK} (n_F - n_C),$$

где n_L — показатель плавки; n_K — показатель каталожного стекла. Составляем разность $\Delta n_L = n_L - n_L$ по правилам дифференцирования

$$\Delta n_L = \Delta n_K + \Delta p_{LK} (n_F - n_G) + p_{LK} \Delta (n_F - n_G).$$

Но $\Delta p_{LK} = \frac{dp_{LK}}{dp_D} \Delta p_D$; следовательно,

$$\Delta n_L = \Delta n_K + \frac{dp_{LK}}{dp_D} (n_F - n_G) \Delta p_D + p_{LK} \Delta (n_F - n_G). \quad (\text{VIII.30})$$

Вследствие близости показателей плавки и каталожного стекла можно принять, что величины $\frac{dp_{LK}}{dp_D}$, $(n_F - n_G)$, p_{LK} , входящие во втором и третьем членах правой части уравнения (VIII.30), принадлежат каталожному стеклу.

Формула (VIII.30) решает поставленную задачу. Величины Δn_K и $\Delta (n_F - n_G)$, а также $\Delta p_D = \frac{n_F - n_D}{n_F - n_G} - \frac{n_F - n_D}{n_F - n_G}$ находятся непосредственно из значений показателей плавки и каталожного стекла; p_{LK} — из данных каталога, $\frac{dp_{LK}}{dp_D}$ — из графиков функций $p_{LK}(p_D)$. С точностью, достаточной для расчета поправок, можно считать, что $\frac{dp_{LK}}{dp_D}$ зависит только от p_D ; легко построить таблицы этих функций от p_D . В табл. VIII.5 приведены для всех групп оптических стекол значения

$$\frac{n_i - n_{G'}}{n_F - n_G}; \quad \frac{n_h - n_{G'}}{n_F - n_G}; \quad \frac{n_G - n_D}{n_F - n_G}; \quad \frac{n_G - n_{A'}}{n_F - n_G}; \quad \frac{n_G - n_{0.883}}{n_F - n_G}; \quad \frac{n_G - n_{1.0}}{n_F - n_G},$$

а также частные производные от этих дробей по основной частной спектральной дисперсии $p_D = \frac{n_F - n_D}{n_F - n_G}$ (табл. VIII.6). Эти же

таблицы могут быть применены не только для вычисления поправок Δn отступлений плавки определенной марки от каталожных, значений соответствующих этой марке, но с их помощью можно вычислить показатели преломления для широкой спектральной области, если известны — с точностью до нескольких единиц шестого знака — четыре значения (n_G , n_D , n_F и $n_{G'}$).

С этой целью надо составить отношения $p_D = \frac{n_F - n_D}{n_F - n_G}$ и $p_{G'} =$

$= \frac{n_{G'} - n_F}{n_F - n_G}$, найти в ГОСТе сорт стекла, у которого частные относительные дисперсии p_D и $p_{G'}$ менее отличаются от таковых для интересующего нас стекла и по возможности имеющего близкие значения n_D и $n_{G'}$.

Таблица VIII.5
Таблица для вычисления поправок для отступлений плавков определенной марки от значений каталога

P_D	P_{IG}'	$\frac{dP_{IG}'}{dP_D}$	P_{AG}'	$\frac{dP_{AG}'}{dP_D}$	P_{eD}	$\frac{dP_{eD}}{dP_D}$	P_{CA}'	$\frac{dP_{CA}'}{dP_D}$	$P_C, 0,863$	$\frac{dP_C, 0,863}{dP_D}$	$P_C, 1,0$	$\frac{dP_C, 1,0}{dP_D}$
Л К												
0,699	1,145		0,4110		0,2479		0,3605		0,6025		0,2890	
0,700	1,154		0,4130		0,2478		0,3575		0,5940		0,2702	
0,701	1,163	10,74	0,5150	2,4	0,2477	-0,12	0,3550	-2,98	0,5850	-9,6	0,2716	1,48
0,702	1,172		0,4180		0,2476		0,3520		0,5750		0,2732	
0,703	1,182		0,4200		0,2474		0,3490		0,5660		0,2746	
К												
0,699	1,140		0,4120		0,2478		0,3605		0,5990		0,2694	
0,700	1,151		0,4150		0,2477		0,3515		0,5920		0,2706	
0,701	1,161		0,4180		0,2477		0,3550		0,5860		0,2718	
0,702	1,172		0,4210		0,2475		0,3520		0,5790		0,2730	
0,703	1,183		0,4240		0,2475		0,3490	-2,98	0,5730	-6,45	0,2744	1,22
0,704	1,194	10,75	0,4270	3,15	0,2474	-0,11	0,3455		0,5660		0,2755	
0,705	1,205		0,4300		0,2473		0,3425		0,5600		0,2768	
0,706	1,216		0,4330		0,2472		0,3400		0,5530		0,2780	
0,707	1,226		0,4350		0,2471		0,3365		0,5470		0,2792	
0,708	1,237		0,4390		0,2470		0,3340		0,5400		0,2805	

p_D	p_{IG}'	$\frac{dp_{IG}'}{dp_D}$	p_{AG}'	$\frac{dp_{AG}'}{dp_D}$	p_{eD}	$\frac{dp_{eD}}{dp_D}$	p_{CA}'	$\frac{dp_{CA}'}{dp_D}$	$p_C, 0,863$	$\frac{dp_C, 0,863}{dp_D}$	$p_C, 1,0$	$\frac{dp_C, 1,0}{dp_D}$
В К												
0,702	1,162		0,4190		0,2476		0,3520		0,5790		0,2732	
0,703	1,176		0,4230		0,2475		0,3490		0,5730		0,2746	
0,704	1,190	10,80	0,4265	3,65	0,2474	-0,1	0,3455	-2,98	0,5660	-6,45	0,2780	1,48
0,705	1,204		0,4300		0,2473		0,3425		0,5600		0,2776	
0,705	1,219		0,4340		0,2472		0,3400		0,5530		0,2790	
Т К												
0,702	1,164		0,4900		0,2477		0,3520		0,5790		0,2716	
0,703	1,176		0,4850		0,2476		0,3490		0,5730		0,2733	
0,704	1,188		0,4400		0,2475		0,3450		0,5660		0,2750	
0,705	1,201	13,8	0,4440	4,9	0,2474	-0,1	0,3420	-2,85	0,5600	-6,45	0,2767	1,71
0,706	1,213		0,4500		0,2473		0,3390		0,5530		0,2783	
0,707	1,225		0,4540		0,2472		0,3360		0,5470		0,2800	
0,708	1,239		0,4600		0,2471		0,3330		0,5400		0,2818	
0,709	1,251		0,4650		0,2470		0,3310		0,5330		0,2835	
С Т К												
0,705	1,200		0,4280		0,2473		0,3420		0,5560		0,2767	
0,706	1,215		0,4330		0,2472		0,3390		0,5500		0,2735	
0,707	1,230	15,80	0,4370	4,55	0,2470	-0,15	0,3360	-2,85	0,5450	-5,80	0,2800	1,71
0,708	1,245		0,4420		0,2468		0,3330		0,5390		0,2818	
0,709	1,260		0,4460		0,2467		0,3310		0,5330		0,2835	

p_D	p_{IG}'	$\frac{dp_{IG}'}{dp_D}$	p_{hG}'	$\frac{dp_{hG}'}{dp_D}$	p_{eD}	$\frac{dp_{eD}}{dp_D}$	p_{CA}'	$\frac{dp_{CA}'}{dp_D}$	$p_C, 0,863$	$\frac{dp_C, 0,863}{dp_D}$	$p_C, 1,0$	$\frac{dp_C, 1,0}{dp_D}$
О Ф												
0,706	1,235	18,35	0,4360	5,00	0,2470	-0,13	0,3420	-2,50	0,5520	-5,65	0,2790	2,05
0,707	1,253		0,4410		0,2469		0,3390		0,5460		0,2810	
0,708	1,271		0,4460		0,2467		0,3310		0,5410		0,2835	
0,709	1,290		0,4510		0,2466		0,3340		0,5350		0,2850	
К Ф												
0,703	1,203	15,20	0,4220	5,30	0,2475	-0,15	0,3490	-2,85	0,5790	-6,45	0,2760	1,94
0,704	1,213		0,4270		0,2474		0,3450		0,5730		0,2780	
0,705	1,226		0,4330		0,2472		0,3420		0,5660		0,2800	
0,706	1,242		0,4380		0,2471		0,3390		0,5600		0,2820	
0,707	1,260	15,20	0,4430	5,30	0,2470	-0,15	0,3360	-2,85	0,5530	-6,45	0,2838	1,94
0,708	1,284		0,4490		0,2468		0,3330		0,5470		0,2858	
Б Ф												
0,706	1,209	2,10	0,4320	5,15	0,2475	-0,16	0,3420	-2,60	0,5520	-5,65	0,2790	2,06
0,707	1,230		0,4360		0,2473		0,3390		0,5460		0,2810	
0,708	1,250		0,4410		0,2472		0,3370		0,5410		0,2835	
0,709	1,270		0,4470		0,2470		0,3340		0,5350		0,2850	
0,710	1,288	2,10	0,4520	5,15	0,2469	-0,16	0,3320	-2,60	0,5290	-5,65	0,2880	2,06
0,711	1,308		0,4570		0,2467		0,3290		0,5240		0,2900	
0,712	1,329		0,4620		0,2465		0,3270		0,5190		0,2925	
0,713	1,349		0,4680		0,2464		0,3240		0,5130		0,2950	
0,714	1,370	2,10	0,4730	5,15	0,2462	-0,16	0,3210	-2,60	0,5080	-5,65	0,2970	2,06
0,715	1,389		0,4790		0,2461		0,3190		0,5040		0,3000	
0,716	1,410		0,4840		0,2459		0,3160		0,4990		0,3020	

p_D	p_{10}'	$\frac{dp_{10}'}{dp_D}$	p_{H_2O}'	$\frac{dp_{H_2O}'}{dp_D}$	p_{H_2O}	$\frac{dp_{H_2O}}{dp_D}$	p_{CA}'	$\frac{dp_{CA}'}{dp_D}$	$p_C, 0,863$	$\frac{dp_C, 0,863}{dp_D}$	$p_C, 1,0$	$\frac{dp_C, 1,0}{dp_D}$
$\Gamma \Phi$												
0,713	1,290	23,20	0,4730	4,90	0,2458	—0,19	0,3240	—2,60	0,5200	—4,67	0,2990	2,33
0,714	1,302		0,4770		0,2456		0,3210		0,5140		0,3020	
$\Lambda \Phi$												
0,710	1,307		0,4540		0,2466		0,3320		0,5290		0,2880	
0,711	1,326		0,4600		0,2464		0,3290		0,5240		0,2900	
0,712	1,345	18,35	0,4660	4,90	0,2462	—0,17	0,3270	—2,60	0,5190	—5,65	0,2925	2,05
0,713	1,364		0,4730		0,2461		0,3240		0,5130		0,2950	
0,714	1,383		0,4770		0,2459		0,3210		0,5080		0,2970	
0,715	1,400		0,4830		0,2457		0,3160		0,5040		0,3000	
Φ												
0,714	1,380		0,4770		0,2460		0,3210		0,5140		0,3020	
0,715	1,400	17,75	0,4830	4,90	0,2458	—0,17	0,3190	—2,60	0,5100	—4,67	0,3050	2,33
0,716	1,417		0,4890		0,2456		0,3160		0,5050		0,3075	
$\Gamma \Phi$												
0,716	1,373		0,4850		0,2452		0,3160		0,5050		0,3075	
0,717	1,400		0,4910		0,2450		0,3140		0,5000		0,3115	
0,718	1,420		0,4980		0,2448		0,3110		0,4970		0,3140	
0,719	1,444	23,20	0,5050	6,75	0,2446	—0,19	0,3090	—2,50	0,4020	—4,67	0,3155	2,33
0,720	1,470		0,5120		0,2444		0,3060		0,4380		0,3200	
0,721	1,490		0,5190		0,2442		0,3040		0,4840		0,3225	
0,722	1,510		0,5250		0,2440		0,3010		0,4800		0,3260	

Таблица VIII.6

Частные относительные дисперсии $\frac{n_{G'} - n_g}{n_F - n_C}$ и $\frac{n_{G'} - n_F}{n_F - n_C}$

p_D	$p_{G'g}$	$p_{G'F}$	p_D	$p_{G'g}$	$p_{G'F}$
0,699	0,0218	0,549	0,711	0,0243	0,590
0,700	0,0220	0,553	0,712	0,0246	0,593
0,701	0,0222	0,556	0,713	0,0248	0,597
0,702	0,0224	0,560	0,714	0,0250	0,601
0,703	0,0226	0,563	0,715	0,0252	0,604
0,704	0,0228	0,566	0,716	0,0254	0,608
0,705	0,0230	0,570	0,717	0,0256	0,612
0,706	0,0233	0,573	0,718	0,0259	0,616
0,707	0,0235	0,577	0,719	0,0261	0,619
0,708	0,0237	0,580	0,720	0,0263	0,624
0,709	0,0239	0,583	0,721	0,0265	0,628
0,710	0,0241	0,586	0,722	0,0267	0,632

Методика получения показателей для спектральных линий i , h , ..., A' , исходя из соответствующих значений для каталожных данных не отличается от вышеописанной, но точность результатов может оказаться ниже, так как оба рассматриваемых стекла могут принадлежать различным маркам.

6. ПОИСК ОТПРАВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ СРЕДИ АРХИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Расчет сложной оптической системы целесообразно начинать с поиска ранее рассчитанной системы, решающей одинаковую или близкую задачу (например, с отыскания системы, обладающей такими же качествами изображения, габаритами, увеличением и другими показателями), как и рассчитываемая.

Такая система может служить отправной точкой, от которой можно начинать исследование и расчет. Как будет далее показано, можно значительно сократить затраты труда и времени, если ввести классификацию оптических систем, основанную на учете существенных особенностей рассчитываемых систем с точки зрения практики расчета и приспособленную к применению автоматических методов поиска.

Основные показатели, характеризующие оптическую систему

В настоящее время в большинстве вычислительных отделов принят следующий порядок систематизации и хранения ранее рассчитанных оптических систем. Все конструктивные элементы, аберрации и ряд других характеристик систем, рассчитанных

за время существования вычислительного отдела, представлены в светокопиях, хранящихся в архиве, где они разделены на группы. Так, например, телескопические системы типа «Галилея», фотографические объективы типа «Индустар», микроскопы с плоским полем, широкоугольники выделены в отдельные группы. Системы каждой группы собраны в одном деле. Этих дел имеется сотни, а в каждом бывает от нескольких до двух сотен работ.

В начале деятельности вычислительных отделов такой порядок систематизации можно было считать удовлетворительным, так как между группами существовали значительные различия. Теперь, когда накопилось большое число промежуточных систем, принадлежащих сразу к двум, а то и к трем группам, а также в связи с необходимостью введения новых групп для систем, не укладывающихся в старую систематизацию, возникла необходимость в создании новой классификации оптических систем.

При составлении классификации возникают трудности, связанные с выбором удачных характеристик, отражающих свойства всевозможных систем. Эти характеристики должны отражать как оптические, так и габаритные и прочие особенности систем, относящиеся к их практическому использованию. Здесь предлагается метод классификации одной из наиболее крупных и разнообразных по своему характеру и назначению групп оптических систем, а именно зеркально-линзовых. Ряд характеристик, положенных в основу этой классификации, можно будет в дальнейшем использовать в общей классификации всех оптических систем. К категории зеркально-линзовых будем относить системы, содержащие хотя бы одну отражающую поверхность.

В классификацию представляется целесообразным ввести понятие характеристики оптической системы и показателя характеристики, причем если первое соответствует выделению определенного качества системы, то второе дает количественную оценку данного качества.

В роли характеристики предлагается, в частности, выделить увеличение; угол поля зрения; кружок рассеяния; особенности конструкции; форму поверхностей, а также ряд других понятий, достаточно хорошо распространенных и имеющих важное практическое значение. Рассмотрим последовательно каждую из характеристик.

Нулевая, или типовая, характеристика используется для обозначения категории зеркально-линзовых систем; всем системам, относящимся к этой категории, присваивается показатель зеркально-линзовых систем. В этой категории особо выделим зеркальные системы, которым будем присваивать показатель «зеркальности».

Характеристика «спектральная область» дает возможность оценить полезную область пропускания радиации для данной оптической системы, и показатель этой характеристики дает возможность указать, для какой области работы была рассчитана

оптическая система. Предлагается всю спектральную область разделить на четыре части: ультрафиолетовую, видимую, инфракрасную и особую, причем под последней подразумеваются спектральные области, не относящиеся к перечисленным выше (например, области, охватывающие разделенные промежутками участки спектра).

Характеристика «линейное увеличение» не вызывает сомнений с практической точки зрения. Предлагается различать системы с увеличением в диапазонах ($0 - 1/5$; $1/5 - 1$ и > 1). Знак увеличения не приводится, хотя он может быть как положительным, так и отрицательным. Однако в большинстве случаев это не существенно. Увеличение относится к прямому ходу лучей.

Самые существенные характеристики касаются апертурного угла и угла поля зрения. Однако эти углы разные в пространстве предметов и пространстве изображения, поэтому необходимо условиться, какой из этих углов следует приводить в качестве характеристики в разрабатываемой классификации. Можно было бы по подобию с предыдущей характеристикой рассматривать эти углы только в прямом ходе лучей, т. е. в направлении объект — изображение, и, следовательно, в качестве характеристики предложить угол, измеряемый в пространстве изображений. Но такое решение связано с рядом трудностей, возникающих при рассмотрении проекционных систем, ибо в этих случаях апертурный угол в пространстве изображений практически равен нулю и не характеризует систему в смысле максимально возможного угла охвата пучка лучей в точке объекта или изображения на оси. Поэтому в качестве следующей характеристики, названной апертурой, предлагается брать синус линейного апертурного угла в том из двух пространств предметов и изображений, в котором он наибольший.

Характеристика «угол поля зрения» определяется как величина 2ω , где ω находится из формулы $\operatorname{tg} \omega = \frac{l'}{s' - x'}$ или $\frac{l}{s - x}$; приводится та из величин в пространстве предметов и изображений, которая больше по абсолютной величине. В большинстве случаев, когда предмет находится на бесконечности, угол ω относится к пространству объектов.

Такие понятия, как апертура и поле зрения, довольно тесно связаны с качеством изображения. При слабых требованиях к качеству изображения конструктор может пойти на увеличение апертуры и угла поля зрения. Поэтому последние две характеристики еще недостаточно определяют оптическую систему с точки зрения ее коррекционных возможностей и для большей полноты сведений необходимо добавить характеристику, относящуюся к оценке качества системы.

Величину кружка рассеяния, получаемого при изображении светящейся точки, предлагается рассматривать в качестве характеристики системы. Численное значение этого кружка прибли-

зительно можно определить по диаметру «ядра» изображения точки, т. е. такого кружка, в котором осредоточивается примерно 80% энергии пучка. В идеальной системе — это дифракционный кружок Эри. Чтобы исключить влияния фокусного расстояния системы и направления хода лучей, величину кружка предложено оценивать в угловой мере, т. е. деленной на f' при бесконечном удалении объекта или в виде $\delta = \frac{2z'}{s' - x'}$, где $2z'$ — диаметр кружка; $s' - x'$ — расстояние от выходного зрачка до плоскости изображений. Показатель характеристики различает системы в следующем диапазоне δ изменения: $\delta < 1'$; $1' < \delta < 3'$; $\delta > 3'$.

Характеристика «число поверхностей» оценивает сложность системы и отчасти ее конструкцию.

Характеристика «габаритные особенности» для зеркально-линзовых систем имеет большое, часто решающее значение, ибо она связана с габаритами системы и величиной $\bar{s}/f' = N$, где под $\bar{s}$ понимается расстояние от ближайшей к изображению поверхности до плоскости изображения. Величина N показывает, имеет ли система свободное отрицательное или положительное расстояние; различаются три интервала изменения этого отношения:

$$N < 0,1; 0,1 < N < 0,25; N > 0,25.$$

Кроме этого, показатель характеристики учитывает значение другого параметра, равного отношению $D/\sum d_i = M$. Здесь D — диаметр входного зрачка системы, а сумма $\sum d_i$ дает величину приведенной длины системы. В последнем отношении также различаются три возможных интервала изменения: $M > 1$; $0,5 < M < 1$; $M < 0,5$.

Характеристика «форма поверхностей» определяет число асферических поверхностей. Кроме того, показатель характеристики различает системы по величине максимального отступления асферической поверхности от ближайшей сферы либо эта величина меньше 20 нм, либо больше. Такое различие имеет большое практическое значение, ибо в первом случае можно применить сравнительно простые методы изготовления оптических поверхностей, в том числе и метод напыления, а во втором случае изготовление асферических поверхностей наталкивается на серьезные трудности.

Восьмеричная классификация зеркально-линзовых систем и автоматический поиск

Восьмеричная классификация использует в своей основе приведенные в первом разделе характеристики. Отличие состоит только в том, что теперь предлагается рациональное кодирование всех показателей и индивидуальных систем, удобное для автоматического поиска,

Классификация. При классификации оптических систем предлагается девять характеристик, с помощью которых любую систему можно оценить соответствующим набором показателей, приведенных в табл. VIII.7. Следует заметить, что при необходимости можно также ввести дополнительные характеристики, используемые для различения систем по ряду специфических свойств. Существенной особенностью предлагаемой классификации является ограничение на число показателей при каждой характеристике. Нулевая характеристика имеет два показателя. Во всех последующих характеристиках их не должно быть больше семи. Нулевое значение показателя во всех характеристиках (за исключением нулевой) выделено для обозначения отсутствия данных в системе. Как видно из таблицы, число показателей при каждой характеристике меньше семи, что может быть использовано для выделения дополнительных данных о системе. Две последние характеристики представляют собой утроенную и удвоенную характеристики, ибо они учитывают изменения систем соответственно по трем и двум параметрам одновременно.

Кодовое шифрование оптических систем и составление программы для автоматического поиска. Предлагается каждую систему с заданными характеристиками, приведенными в таблице VIII.7, кодировать восьмеричным дробным числом меньше единицы. При этом за каждой характеристикой закрепляется определенный порядок в восьмеричной дроби. Знак перед дробью указывает на принадлежность системы к зеркально-линзовому или зеркальному типу. Так, например, кодовое число $x_1 = 0,13232212221$ указывает, что оптическая система имеет показатели характеристик, записанные в табл. VIII.8.

Если данный показатель из табл. VIII.7 неизвестен, то соответствующий порядок заменяется нулем. Нумерация оптических систем в библиотеке ведется по восьмеричной системе исчисления, причем положение системы в порядке возрастания номеров безразлично к оптическим свойствам этой системы.

Для удобства программного поиска целесообразно всю библиотеку систем разделить на большие зоны; число систем в каждой зоне определяется конструктивными особенностями ЭВМ, применяемых для автоматического поиска, и удобством хранения светокопий. Составленная классификация имеет предельную емкость 7^{11} систем, которые можно разделить между собой по 79 показателям.

Для отыскания системы с заданными показателями при помощи программы автоматического поиска на ЭВМ составляется кодовое число x_0 в соответствии с данной таблицей. Если те или иные показатели несущественны, то соответствующие порядки в восьмеричной дроби числа x_0 заменяются нулями.

Программа поиска работает следующим образом: в оперативную память ЭВМ вводится зона с числовым материалом, где числа в кодированной форме характеризуют свойства систем, при этом

Т а б л и ц а V I I I . 7
Восьмеричная классификация зеркально-линзовых систем

№	Характеристика	Показатель	Кодовое обозначение
0	Типовая	1. Зеркально-линзовая 2. Зеркальная	
1	Спектральная область	0. Нет данных 1. Видимая 2. Ультрафиолетовая 3. Инфракрасная 4. Особая	0,0 0,1 0,2 0,3 0,4
2	Увеличение	0. Нет данных 1. ∞ 2. 5— ∞ 3. 1—5 4. Меньше 1	0,00 0,01 0,02 0,03 0,04
3	Синус апертурного угла χ на показатель преломления n	0. Нет данных 1. Больше 1 2. 1/3—1 3. 1/6—1,3 4. Меньше 1,6	0,000 -0,001 0,002 0,003 0,004
4	Угол поля зрения	0. Нет данных 1. Меньше 1° 2. 1—3° 3. 3—6° 4. 6—10° 5. 10—15° 6. Больше 15°	0,0000 0,0001 0,0002 0,0003 0,0004 0,0005 0,0006
5	Кружок рассеяния	0. Нет данных 1. Меньше 1' 2. 1—3' 3. Больше 3'	0,00000 0,00001 0,00002 0,00003

Продолжение табл. VIII.7

№	Характеристика	Показатель	Кодовое обозначение
6	Конструкция	0. Нет данных	0,000000
		1. 2-й поверхности	0,000001
		2. 3-й поверхности	0,000002
		3. 4 и 5-й поверхностей	0,000003
		4. 6 и 8-й поверхностей	0,000004
		5. Больше 9 поверхностей	0,000005
7	Габаритные особенности	0. Нет данных	0,000000000
		1. Свободное расстояние положительное	0,000000100
		2. Свободное расстояние отрицательное	0,000000200
		1. $N < 0,1$	0,000000010
		2. $0,1 < N < 0,25$	0,000000020
		3. $N > 0,25$	0,000000030
8	Форма поверхностей	0. Нет данных	0,00000000000
		1. Нет асферических поверхностей	0,00000000010
		2. 1-я асферическая поверхность конического сечения	0,00000000020
		3. 2 и более асферических поверхностей конического сечения	0,00000000030
		4. 1-я асферическая поверхность высшего порядка	0,00000000040
		1. Отступление от ближайшей сферы меньше 20 нм	0,00000000001
		2. Отступление от ближайшей сферы больше 20 нм	0,00000000002

Таблица VII.8

Информационная карточка для системы $x_1 = 0,13232212221$

№	Характеристика	Показатель	Кодовое обозначение
0	Типовая	Зеркально-линзовая	0
1	Спектральная область	Видимая	0,1
2	Увеличение	1—5	0,03
3	Синус апертурного	1/3—1	0,002
4	Угол поля зрения	3—6°	0,0003
5	Кружок рассеяния	1—3'	0,00002
6	Число поверхностей	3	0,000002
7	Габаритные особенности	Свободное расстояние положительное	0,000000100
		$0,1 < M < 0,25$	0,000000020
		$0,5 < M < 1$	0,000000002
8	Форма поверхности	1-я асферическая поверхность конического сечения	0,00000000020
		Отступление от ближайшей сферы меньше 20 нм	0,00000000001
Общая сумма всех кодовых чисел 0,13232212221			

адрес числа в зоне соответствует положению системы в архиве. Работа программы состоит в сравнении заданного числа с соответствующими числами, хранящимися в оперативной памяти машины. При совпадении x_0 с x_n предусмотрена выдача на печать адреса числа x_n .

При поиске системы с пренебрежением значений некоторых показателей необходимо предварительно преобразовать числовой материал, заменив нулями соответствующие порядки во всех числах x_n . Если при поиске обнаружится несколько чисел $x_{n_1}, x_{n_2}, \dots, x_{n_k}$, равных x_0 , то программой предусмотрена выдача на печать адресов всех этих чисел.

Программа поиска системы была составлена для ЭВМ «Урал-2». Испытания показали, что при вводе в оперативную память произвольного числового материала поиск одного или десяти чисел производится за время меньше 1 с.

Возможно дальнейшее усовершенствование программы, которое позволит отыскивать адреса систем с показателями, близкими к заданным. В этом случае удобно ввести в рассмотрение дифференцированные кодовые числа q_k (k — номер характери-

стики) и весовые множители p_k , которые характеризуют «степень важности» учета данного показателя при выборе системы. Так, например, в новом представлении систему x_1 надо записать в символическом виде $x_1(q_1, q_2, \dots, q_8)$ или цифровом значении $x_1(1, 3, 2, 3, 2, 2, 1, 2, 2, 2, 1)$.

Поиск $x_0(q_1^0, q_2^0, \dots, q_8^0)$ можно приводить по принципу наименьших квадратов

$$\sum_{k=1}^8 p_k (q_k^n - q_k^0)^2 = \min.$$

Программа будет выдавать на печать адреса всех чисел x_m , которые удовлетворяют этому уравнению. Числа p_k задаются в соответствии с характером поставленной задачи.

7. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АБЕРРАЦИЙ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ ЛУЧЕЙ ПО ПОВЕРХНОСТЯМ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Одной из наиболее трудных задач, встречающихся при расчете оптических систем, является устранение aberrаций высших порядков, остающихся после исправления aberrаций третьих порядков. Для исправления этих aberrаций необходимо знать их происхождение.

Строго говоря, aberrации высших порядков не обладают свойством аддитивности, т. е. не могут быть в точности распределены по поверхностям, так как часть их вызывается взаимным воздействием поверхностей друг на друга. Это имеет место, когда оптическая система состоит из расставленных далеко друг от друга компонентов, каждый из которых обладает большими aberrациями третьего порядка. В этом случае часть aberrаций высших порядков вызывается взаимным воздействием aberrаций 3-го порядка вследствие больших расстояний компонентов. Поверхность, на которой обнаружены большие aberrации высших порядков, может оказаться не единственной причиной их образования, и изменение конструкции компонента, содержащего ее, окажется недостаточным для исправления этих aberrаций.

Но такие случаи на практике встречаются редко, так как обычно конструктор, выполняющий расчет систем с далеко расставленными компонентами, старается добиться хорошего исправления aberrаций 3-го порядка каждого компонента. В противоположном случае система обладает рядом отрицательных свойств (например, большой чувствительностью к изменениям конструктивных элементов, к ошибкам центрировки и т. п.).

В основу работы по разделению aberrаций по поверхностям на первом этапе была положена формула, выведенная Г. Д. Рабиновичем на основании формулы Кербера для точки на оси [2, с. 40]. Особенность этой формулы заключается в том, что суммарная поперечная aberrация $\Delta l'$ (точнее произведение $n'\alpha'\Delta l'$) может быть представлена в виде сумм выражений, каждое из которых относится к одной единственной поверхности. После простых

преобразований, облегчающих процесс расчета, формула для поперечной аберрации высших порядков, вызываемой k -й поверхностью, может быть написана в виде:

$$\Delta l'_k = - \frac{2 \sin \frac{u'_k - u_k}{2}}{n'_k \alpha'_k \sin u'_k} \left(h_k \frac{\Delta \alpha_k}{\Delta v_k} \sec \frac{\varphi_k}{2} \sin \frac{u'_k + u_k - \varphi_k}{2} - \right. \\ \left. - n'_k \alpha'_k l'_0 \sin \frac{u_k + u'_k}{2} \right),$$

где $l'_0 = f' \operatorname{tg} \omega$ при бесконечно удаленной плоскости предметов или $l'_0 = l_1 \beta$ при конечном расстоянии плоскости предметов; при этом:

$$u = -\arcsin \mu; \quad u' = -\arcsin \mu'; \quad \varphi = \arcsin \frac{h}{r}.$$

Вычисляя разность между величиной $\Delta l'_k$, полученной по этой формуле и $\delta g'_{III k}$ (абберациями 3-х порядков), вычисленных на этой же поверхности, получим абберации высших порядков Δ на данной поверхности системы.

$$\Delta_k = n'_k \alpha'_k \Delta l'_k - n_k \alpha_k \delta g'_{III k}.$$

Такой расчет выполняется для всех поверхностей. Однако громоздкость формулы Кербера—Рабновича вызвала серьезные затруднения при составлении программы для ее вычисления с помощью ЭВМ.

В связи с этим условимся понимать следующим образом абберацию высших порядков, вызываемую определенной поверхностью: вычисляем на k -й поверхности выражение

$$\Delta = n'_k \alpha'_k l'_k - n_k \alpha_k l_k,$$

где l_k — высота пересечения луча с гауссовой плоскостью предмета; l'_k — то же самое для плоскости изображений.

В идеальной системе величина Δ_k равна нулю; в реальной системе величина Δ_k характеризует вклад k -й поверхности в образование суммарной абберации $n'_p \alpha'_p \Delta l'_p$, где p — номер последней поверхности системы. Эта величина вычисляется по формуле

$$\Delta_k = n_{k+1} \alpha_{k+1} l_{k+1} - n_k \alpha_k l_k,$$

причем

$$l_k = y_k - (s_{k0} - x_k) \operatorname{tg} u_{k+1},$$

где y_k — высота пересечения луча с поверхностью k ; s_{k0} — расстояние от вершины поверхности k до гауссовой плоскости предмета; x_k — абсцисса точки пересечения луча с поверхностью k ; u_{k+1} — угол луча с осью в $(k+1)$ -й среде.

Из величины Δ_k вычитается величина $\Delta g'_m$, выражающая произведение $\Delta g'_{III} = n_k \alpha'_k \delta g'_k$, т. е. поперечную абберацию 3-го порядка для рассматриваемого луча, умноженную на произведение $n'_k \alpha'_k$. Остаток представляет (условно) вклад k -й поверхности в абберации высших порядков рассматриваемого луча.

Расчет aberrаций 3-х порядков по поверхностям производится по формуле

$$\delta g'_{III} = -\frac{1}{2} \{ (\omega')^3 S_I^{(i)} + 3(\omega')^2 W S_{II}^{(i)} + \omega W^2 (3S_{III}^{(i)} + S_{IV}^{(i)}) + W^3 S_V^{(i)} \},$$

где $\omega' = \frac{m_1}{f'}$; $W = -\frac{\mu_1}{\lambda_1}$ при $s_1 = \infty$;

$$\omega_1 = -\frac{m_1}{x_1 - s_1}; \quad \omega' = \frac{1}{\beta} \frac{n_1 \omega_1}{n'} \text{ при } s_1 \neq \infty.$$

Если луч определен через направляющие косинусы, то

$$m = l_1 + (s_1 - x_1) \frac{\mu_1}{\sqrt{1 - \mu_1^2}},$$

$$W_1 = \frac{l_1}{x_1 - s_1}.$$

Программа для расчета величин $\Delta_k - \Delta g'_{III}$, составленная для ЭВМ БЭСМ-4 Э. Ф. Хавиной, рассчитана на системы со сферическими, плоскими и асферическими поверхностями. Поверхности могут быть преломляющими и отражающими. Аберрации рассчитываются как при бесконечно удаленной точке, так и при конечном ее расстоянии от системы.

Таблица VIII.9

Конструктивные элементы IV компонента объектива «Радуга»

r	d	n_D	r	d	n_D
1457,9			364,41		
-96,167	5	1,728	-187,41	8	1,6126
97,519	0,5	1,0	111,99	0,2	1,0
-1900,3	5	1,728	76,097	4	1,728
-74,852	15	1,0	-414,20	10	1,5163
146,45	4	1,728	-420,51	0,2	1,0
-325,79	3	1,0	268,81	4	1,728
403,57	4	1,728	115,41	0,2	1,0
-180,32	38,48	1,0	69,599	4	1,728
-68,06	8	1,6126	-391,84	11	1,5163
	0,5	1,0			

Оптическая система определяется ее конструктивными элементами: r , d , n и коэффициентами асферических поверхностей, причем последние могут быть представлены в следующем виде:

$$by^2 + cz^2 + a_1x + a_2x^2 + \dots + a_nx^n = 0;$$

$$x = a_1(y^2 + z^2) + a_2(y^2 + z^2)^2 + \dots + a_n(y^2 + z^2)^n.$$

Программа составлена для меридиональных лучей, что для практики является наиболее существенным, так как именно в меридиональной плоскости, как правило, aberrации высших порядков принимают наибольшее значение, но ее нетрудно обобщить для общего случая. Программа предусматривает расчет aberrаций для семи лучей: два луча для точки на оси и пять — для точки вне оси. Машина выдает на печать как величины Δ_k , так и величины Δg_{III} и разности $\Delta_k - \Delta g_{IIIk}$, которые дают представление об aberrациях высших порядков на данной поверхности.

Т а б л и ц а VIII.10

Аберрации высших порядков IV компонента объектива «Радуга»

Поверх- ность	$l' = 0$ при $h = 16,8$	$l' = 9,37$ при m			
		16,8	11,9	-11,9	-16,9
1	0,001	0,039	0,016	0	0
2	-0,002	-0,004	-0,002	0,002	0,006
3	0,001	0,032	0,014	0	-0,002
4	-0,003	-0,001	-0,001	0,003	0,006
5	0,046	0,058	0,011	-0,009	-0,045
6	0,037	0,015	-0,015	0	-0,006
7	-0,004	0,019	0,014	0	0
8	0,047	0,052	-0,006	0	-0,006
9	-0,007	-0,015	0,002	0	-0,001
10	0,002	0,110	0,035	0,001	0,013
11	-0,004	-0,006	0,003	0	0
12	0,002	0,033	0,009	0,001	0,008
13	0	0,001	0,003	0	0
14	0,007	0,017	0,004	0	0
15	-0,003	0,050	0,015	0,002	0,016
16	0,001	-0,061	-0,018	-0,002	-0,018
17	0	0,001	0	0	0
18	-0,001	-0,008	-0,001	0	0
19	0,004	0,035	0,011	0	0
20	0,002	0,058	0,016	0,001	0,013

В качестве примера рассмотрим IV компонент объектива «Радуга» с переменным фокусным расстоянием 21—210 мм (табл. VIII.9, VIII.10).

Из этой таблицы видно, что наибольшая aberrация вызывается 8 и 10-й поверхностями. По ряду причин изменить линзу, содержащую эту поверхность, не удалось, зато, изменив отрицательную линзу (поверхности 16, 17), которая вносит отрицательные aberrации высших порядков, удалось получить систему с меньшими aberrациями.

Рассмотрим aberrации высших порядков зеркально-линзового объектива (табл. VIII.11, VIII.12).

Т а б л и ц а VIII.11

Конструктивные элементы
зеркально-линзового объектива

r	d	n_D
		1
35		
32	2	1,3639
-85,11	33	1
-85,65	-25,5	-1
13,49	10	1
50,65	3,5	1,71224
		1

Т а б л и ц а VIII.12

Аберрации высших порядков
зеркально-линзового объектива

Поверх- ности	$h = 22,9$	$h = 16,2$
1	-0,407	-0,030
2	0,694	0,050
3	0,034	-0,001
4	0,018	0,004
5	0,010	0
6	-0,035	-0,01

Из таблицы видно, что наибольшая aberrация высших порядков возникает на 2-й поверхности. Уменьшив соответственно толщину первой линзы, добиваемся равенства aberrаций на 1 и 2-й поверхностях, но поскольку они противоположных знаков, то aberrации всего объектива становятся значительно меньшими.

Список литературы

1. Герцбергер М. Современная геометрическая оптика. М., Изд-во иностран. лит., 1962, 487 с.
2. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. Л., «Машиностроение», 1969, 670 с.
3. Levi L., Austing R. «Applied Optics», 1968, v. 7, N 5.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава I. Объективы телескопических систем	5
1. Аберрации 3-го порядка объективов	6
2. Расчет двухлинзовых склеенных объективов	8
Определения и обозначения	9
Вспомогательные таблицы — номограммы	40
Решение общей задачи	41
Переход к другим показателям и другому типу ахроматизации	45
Сферохроматическая аберрация	47
3. Расчет трехлинзовых склеенных объективов	66
4. Расчет двухлинзовых несклеенных объективов	69
Основные уравнения	—
Графики для определения предварительных значений радиусов двойного несклеенного объектива	71
Сферохроматическая аберрация	82
Переход от одного типа ахроматизации к другому	86
Таблицы перехода к спектральным областям, отличным от визуальной	90
5. Трехлинзовые несклеенные объективы	93
6. Объектив из двух одинаковых склеенных линз	96
7. Различные типы сложных объективов	99
Двухлинзовый несклеенный объектив с воздушным промежутком конечной величины	100
Системы из двух объективов с конечным воздушным промежутком между линзы	—
Двухкомпонентные объективы	105
8. Астрономические объективы — апохроматы	111
Общие сведения об апохроматах	—
Двойные апохроматы и полуапохроматы	112
Тройные апохроматы	113
Астрономические апохроматы	117
Коррекционные линзы для перехода из одной спектральной области к другой	119
Глава II. Окуляр, оборачивающие системы, зрительные трубы	125
1. Окуляры	—
Общие свойства окуляров	—
Компенсация окуляром аберраций предшествующей ему системы	126
Окуляры, состоящие из двух тонких компонентов	128
Современные типы окуляров	145
Окуляры, состоящие из трех компонентов	159
Широкоугольные окуляры	161
2. Оборачивающие системы	164
Призмённые оборачивающие системы	—
Оборачивающие системы из линз	184
3. Зрительные трубы	188
Трубы Галилея	—
Трубы с положительным окуляром	197
Зеркально-линзовые бинокли	202
Трубы малого увеличения (широкоугольные)	203
Сложные телескопические системы	—

1. Особенности расчета фотографических объективов	—
2. Характеристика качества изображения, даваемого фотографическим объективом	208
3. Расчет фотографических объективов с малой светосилой и средним углом поля зрения	209
Бесконечно тонкая система линз в качестве фотографического объектива	—
Симметричные объективы	214
4. Фотообъективы с большой светосилой и малым углом поля зрения	224
Системы из бесконечно тонких линз	229
Переход к системе линз с конечными толщинами	232
5. Системы с исправленной кривизной поля	—
Способы исправления кривизны поля	236
Численные значения сумм Зейделя для систем с исправленной кривизной поля	239
Трехкомпонентные объективы	251
6. Расчет фотографических объективов с помощью ЭВМ	—
Обоснование необходимости применения ЭВМ	254
Выбор условий, которым должна удовлетворять оптическая система	258
Исправление хроматических aberrаций	—
Выбор «отправной» системы в архивных материалах	259
7. «Синтез» оптических систем	262
8. Меры к предотвращению aberrаций высших порядков фотографических объективов	263
Сферическая aberrация и кома. Апланатические точки сферических поверхностей	265
Астигматизм	266
Сумма Пецваля	—
Дисторсия	—
Методы обнаружения поверхностей, ответственных за появление aberrаций высших порядков	267
Пример «доведения» триплета с помощью ЭВМ	271
9. Светосильные объективы со средним углом поля зрения	273
«Планар» и его развитие	274
Прием Д. Ю. Гальперна и О. В. Прониной для увеличения относительного отверстия светосильных объективов	—
10. Широкоугольные объективы	278
11. Сверхширокоугольные объективы	280
12. Концентрические объективы	281
13. Телеобъективы	—
Общие сведения	284
Расчет телеобъективов	289
Телеобъективы с большим увеличением	292
14. Объективы с переменным фокусным расстоянием	—
Общие сведения	294
Габаритный расчет панкратической системы из двух компонентов	306
Выбор рациональной комбинации	—
Выбор области значений φ_1 , φ_2 , l , $\beta_{\max}$ из габаритных условий	—
Окончательный выбор значений φ_1 , φ_2 , l , $\beta_{\max}$ из условия исправления aberrаций	307
Применение теории компонентов большой толщины	309
Панкратические системы с оптической компенсацией	311
15. Репродукционные объективы	313
Линзовые репродукционные объективы	—

Зеркально-линзовый репродукционный объектив с увеличением — I	314
16. Фотографические объективы с удаленным зрачком	315
17. Объективы с увеличенным задним отрезком	316
18. Объективы для Фурье-анализа	318
Глава IV. Зеркальные и зеркально-линзовые объективы	322
1. Исторический обзор	—
2. Аберрации 3-го порядка систем, содержащих отражающие поверхности	324
Аберрации 3-го порядка одной отражающей поверхности (общий случай)	—
Аберрации 3-го порядка двухзеркальных систем со сферическими поверхностями	326
Аберрации 3-го порядка двухзеркальных систем с асферическими поверхностями	329
3. Катадиоптрические системы с афокальными ахроматическими компенсаторами	334
Системы Шмидта	335
Менисковые системы	336
Системы с афокальным компенсатором в параллельном пучке	337
Системы с афокальным компенсатором в сходящемся пучке	338
Системы с афокальным компенсатором в сходящемся пучке и большим асферическим зеркалом	340
Системы, состоящие из двух асферических зеркал с афокальным компенсатором в сходящемся пучке	341
Системы, состоящие из двух сферических зеркал и двух афокальных компенсаторов: один в параллельном пучке, другой — в сходящемся	342
4. Расчет наиболее распространенных афокальных компенсаторов	345
Пластина Шмидта	—
Менисковый компенсатор	346
Двухлинзовые афокальные компенсаторы	349
Коррекционные возможности афокального компенсатора при двукратном ходе лучей через него	351
5. Катадиоптрические системы с компенсаторами, оптическая сила которых отлична от нуля	—
6. Зеркально-линзовые системы с положительным компенсатором и параллельном пучке	354
7. Простейшие зеркально-линзовые системы с исправленными (кроме дисторсии) аберрациями	357
8. Медиальные системы	358
9. Концентрическая система «Супер-Шмидт»	359
Причины возникновения аберраций высших порядков для высековых точек при безаберрационном изображении осевой точки	360
Расчет угла отклонения луча элементом клина	362
Определение направляющих косинусов луча и нормалей к поверхностям коррекционной системы	363
Вычисление координат точки пересечения отраженного луча с плоскостью изображений	368
Аберрации высших порядков системы «Супер-Шмидт»	371
Графики аберраций системы «Супер-Шмидт» по полю	374
10. Системы, содержащие «планоидные» зеркала	377
11. Тройные зеркальные системы	—
Телескопическая система Мерсенна	378
Трехзеркальная астрономическая камера Рамзея	379
12. Устранение световых помех в зеркальных и зеркально-линзовых системах	383

13. Зеркальные системы для рентгеновских лучей	384
Определение формы зеркал апланатической системы	386
Численное определение профиля зеркал	391
Расчет хода лучей через зеркальную апланатическую систему	392
Глава V. Лупы и микроскопы	395
1. Лупы	—
2. Объективы микроскопов	399
3. Конструктивные схемы основных групп объективов микроскопа	404
Линейное поле и апертура объективов микроскопа	—
Объективы слабого увеличения	405
Зеркальные и зеркально-линзовые объективы микроскопов	409
Линзовые объективы-монокроматы для ультрафиолетовой обла-	
сти	411
4. Коллекторы и конденсоры	415
5. Окуляры к микроскопам	416
Положительные окуляры	—
Проекционные отрицательные окуляры—гомалы	417
6. Габаритные особенности микроскопов	420
7. Оценка качества изображений, даваемых объективами микро-	
скопов	—
Глава VI. Осветительные системы	422
1. Основные понятия энергетики световых пучков	—
Световая трубка. Яркость	—
Обобщенный закон Лагранжа—Гельмгольца	425
Освещенность, вызываемая потоком, прошедшим через оптиче-	
скую систему	426
Частные случаи расчета освещенности	429
2. Распределение освещенности изображения, даваемого широко-	
угольными объективами	431
Исторический обзор	—
Освещенность фокальной плоскости фотографического объектива	433
Влияние дисторсии объектива на освещенность изображения	438
Освещенность изображений, даваемых моноцентрическими	
объективами	440
Численные значения величин $\bar{S}_H$ и $\bar{S}_V$ в некоторых широко-	
угольных фотографических объективах	441
3. Вычисление распределения освещенности экрана, облучаемого	
световым пучком	443
Вычисление освещенности экрана	—
Выбор и определение характеристик лучей	446
Освещенность, вызываемая изображением источника на экране	448
Определение формы отражающей поверхности, создающей	
равномерное освещение	452
Источник в фокусе оптической системы	454
4. Осветительные системы, создающие равномерное освещение	460
Требования к источнику света	—
Системы, содержащие больше одного источника	464
5. Осуществление равномерности силы света внутри отличных от	
иуля телесных углов при точечных источниках	469
6. Рассеиватели	472
Определение рассеивателя и его элементов	—
Расчет рассеивателя к осветительной системе с множеством	
источников	473
Смещение точек пересечения лучей с экраном, вызываемое де-	
центрировкой	484
Контроль центровки источника	489
Влияние ошибок изготовления конденсора	492

Потери, вызываемые рассеивателем	492
Рассеиватель из двух блоков линз	494
7. Оптические системы для прожекторов	495
Параболоидальное зеркало	—
Зеркала, защищаемые стеклянной линзой	505
8. Линза Френеля	514
Общие сведения	—
Расчет линзы Френеля для параллельного пучка	515
Линзы Френеля в качестве луп	517
Апланатическая линза Френеля	518
9. Определение светового потока, входящего в светильник	519
Глава VII. Прочие оптические системы	524
1. Оптические клинья	—
Расчет хода луча, лежащего в плоскости, перпендикулярной ребру, т. е. в главном сечении	—
Расчет хода косоугольного луча через призму	526
Увеличение, искажающее действие (анаморфоза) призмы	529
Аберрации призм с небольшими углами α	530
Системы клиньев с переменным преломляющим углом	532
2. Очки	534
Очки для исправления аметропии	536
Телескопические очки	543
Контактные очки	545
3. Оптические периодические системы	—
Расчет формы зеркал	547
Расчет хода параксимального луча в системе двух отражающих поверхностей	—
Связь между радиусом кривизны поверхностей, расстоянием d и числом отражений N	548
Определение фокуса и фокусного расстояния системы, состоящей из k одинаковых компонентов	549
Аберрации периодической системы сферических зеркал	551
Комбинация двух одинаковых торических зеркал	553
Определение конструктивных элементов r и Δr	—
Замена двух одинаковых торических поверхностей одной сферической и одной цилиндрической	558
Выбор наилучшего размера источника и рациональный выбор его расположения	559
Астигматизм систем торических зеркал	560
Определение допусков на качество поверхности зеркал	561
4. Оптические системы с фазовыми слоями	562
Аберрации фазовой пластинки	565
Фазовые пластинки сферической формы	568
5. Волоконные детали в оптических системах	569
Апертура волоконных элементов	570
Фоконы	572
Разрешающая способность волоконных узлов	573
Применение волоконных элементов для исправления аберраций	—
Глава VIII. Дополнительные вопросы расчета оптических систем	578
1. Общее о расчетах оптических систем	—
Основные идеи методики расчета оптических систем	—
Аберрационные свойства простейших бесконечно тонких систем	579
Приемы воздействия на кривизну изображения	584
Выполнение условия астигматизма тонких пучков	588
Исправление дисторсии	589
Второе приближение	590
2. Численное определение ЧКХ	593

Краткое определение ЧКХ. Выбор сферы сравнения	593
Вычисление полихроматической ЧКХ	594
Вычисление ЧКХ при симметричном (около оси) распределении аббераций	597
Интерполяционный метод для внеосевых точек	599
Вычисление ЧКХ в телескопических системах	—
3. Вычисление волновой абберации в телескопических системах	600
Телескопические системы при бесконечно удаленной плоскости предметов	—
Телескопические системы при конечном расстоянии предмета и изображения	602
Определение частот	—
Вычисление «геометрической» ЧКХ для телескопических систем	603
Приближенная оценка ЧКХ по величине геометрического пятна рассеяния	604
4. Выбор марок стекла для уменьшения вторичного спектра	606
5. Определение значений показателей преломления оптических стекол	610
Интерполяционные формулы для показателей преломления оптических стекол с тремя, четырьмя и шестью параметрами	—
Определение показателей преломления плавок оптических сте- кол	614
6. Поиски отправной оптической системы среди архивных мате- риалов	621
Основные показатели, характеризующие оптическую систему	—
Восьмеричная классификация зеркально-линзовых систем и автоматический поиск	624
7. Распределение аббераций высших порядков лучей по поверхно- стям оптической системы	629

Георгий Георгиевич Слюсарев

Расчет автоматических систем

Редакторы издательства *Т. С. Васильева, И. А. Денина,
Н. С. Егорова, Н. А. Жукова*
Технический редактор *В. Ф. Костина*
Переплет художника *О. П. Андреева*
Корректоры: *А. И. Лавриненко, Р. Г. Соловкина*

Сдано в набор 12/XI 1974 г. Подписано к печати 15/IV 1975 г. М-20292
Формат бумаги 60×90^{1/16} Бумага типографская № 3

Печ. л. 40, Уч.-изд. л. 39,7. Тираж 11 000 экз. Зак. № 1375. Цена 2 р. 22 к.

Ленинградское отделение издательства «МАШИНОСТРОЕНИЕ»
191065, Ленинград, Д-85, ул. Дзержинского, 10

Ленинградская типография № 6 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательства, полиграфии и книжной торговли
193144, Ленинград, С-144, ул. Моисеенко, 10

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
135	6-я сверху	C_1	$C_{1,2}$
243	21-я сверху	$= S_{1\text{ chr}}$	$= -S_{1\text{ chr}}$
246	13-я сверху	$h_{i-1}^2 ($	$h_{i-1}^2 - ($
295	18-я снизу	объективов	объектов
313	11-я сверху	объективы	объекты
346	15-я сверху	$= -\frac{h'}{32(n-1)f'^3}$	$= -\frac{h^4}{32(n-1)f'^3}$